



Etude par spectroscopie atomique de propriétés nucléaires d'isotopes de francium et de césium

A. Coc

► To cite this version:

A. Coc. Etude par spectroscopie atomique de propriétés nucléaires d'isotopes de francium et de césium. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 1986. Français. NNT : . tel-00958095

HAL Id: tel-00958095

<https://theses.hal.science/tel-00958095>

Submitted on 11 Mar 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ORSAY
n° d'ordre : 3148
LRB-05

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR ES SCIENCE

PAR

Alain COC

SUJET : ETUDE PAR SPECTROSCOPIE ATOMIQUE DE PROPRIETES
NUCLEAIRES D'ISOTOPES DE FRANCIUM ET DE CESIUM

soutenue le 30 AVRIL 1986 devant la Commission d'examen

MM. SERGOLLE Henri Président

BADIER Jean

FLOCARD Hubert

LIBERMAN Sylvain

MME. MEYER Michèle

MME. THIBAUT Catherine

NAME : COC

FIRST NAME : ALAIN

TITLE : Study of nuclear properties of cesium and francium isotopes by atomic spectroscopy.

ABSTRACT : This work is based on the study of cesium ($^{118,146}\text{Cs}$) and francium ($^{207-213}\text{Fr}$, $^{220-228}\text{Fr}$) isotopes by hyperfine atomic spectroscopy and on the interpretation of these results from the nuclear physics point of view. The measured nuclear quantities are : the spin, the magnetic moment, the electric quadrupole moment and the mean square charge radius.

The experimental method which is based on hyperfine optical pumping with a tunable laser, followed by magnetic analysis of the atoms is described in the first part. Results related to atomic physics are also presented.

In the second part, these data are interpreted in the framework of nuclear models. The deformation of light cesium isomers are compared to values obtained from a theoretical self-consistent calculation. Heavy francium isotopes are situated in an area where the existence of static octupole deformations have been predicted. The odd-even staggering measured on the mean square radius is abnormal in this region. However, on the basis of experimental data, no definitive conclusion can be drawn regarding the nature of these deformations.

KEY WORDS : HYPERFINE ATOMIC SPECTROSCOPY, CESIUM, FRANCIUM, ISOMER, HARTREE-FOCK, OCTUPOLAR DEFORMATIONS

NOM : COC

PRENOM : ALAIN

TITRE : Etude par spectroscopie atomique de propriétés nucléaires d'isotopes de césium et de francium.

RESUME : Ce travail porte sur l'étude d'isotopes de césium ($^{118,146}\text{Cs}$) et de francium ($^{207-213}\text{Fr}$ et $^{220-228}\text{Fr}$) par spectroscopie atomique hyperfine et sur l'interprétation de ces résultats du point de vue nucléaire. Les grandeurs nucléaires mesurées sont : le spin, le moment magnétique, le moment quadrupolaire électrique et le rayon carré moyen de charge.

La technique employée, basée sur le pompage optique hyperfin à l'aide d'un laser accordable, puis la sélection magnétique des atomes est décrite dans la première partie. Les résultats de ces mesures atomiques y sont également présentés.

Dans la seconde partie, ces résultats sont interprétés dans le cadre de modèles nucléaires. Les déformations des isomères des césiums légers sont comparées aux valeurs obtenues par un calcul théorique auto-consistant. Les isotopes de francium lourds se trouvent dans une région où est prédite l'existence de déformations octupolaires statiques. L'effet pair-impair mesuré sur le rayon carré moyen est anormal dans cette région. Mais les résultats expérimentaux ne permettent pas de conclure définitivement quant à la nature de ces déformations.

MOTS CLES : SPECTROSCOPIE ATOMIQUE HYPERFINE, CESIUM, FRANCIUM, ISOMERE, HARTREE-FOCK, DEFORMATIONS OCTUPOLAIRES

REMERCIEMENTS

MM. Robert KLAPISCH, puis Harry BERNAS m'ont accueilli au laboratoire René BERNAS du C.S.N.S.M. où j'ai effectué cette étude. Qu'ils en soient ici remerciés.

Mme. Catherine THIBAUT a suivi constamment le déroulement de ce travail, et j'ai pu ainsi bénéficier de son expérience. Je lui exprime ma plus profonde reconnaissance.

Je suis particulièrement reconnaissant envers M. François TOUCHARD pour m'avoir initié à cette technique expérimentale, ainsi qu'envers MM. Hong Tuan DUONG et Jean-Louis VIALLE.

Je remercie MM. Henri SERGOLLE, Jean BADIER et Mme. Michèle MEYER d'avoir accepté de faire partie du jury.

Cette expérience est le fruit d'un travail collectif en collaboration avec une équipe du laboratoire Aimé COTTON. Je remercie vivement MM. Sylvain LIBERMAN, Patrick JUNCAR, Jacques PINARD du laboratoire Aimé COTTON, ainsi que Mme. Annie PESNELLE, MM. Stephan BUTTGENBACH, Michel CARRE et Jean LERME qui ont aussi participé à ces expériences.

Mes remerciements vont également à M. Hubert FLOCARD qui m'a guidé pour la partie théorique et l'utilisation des programmes.

Cette expérience n'aurait pas pu être réalisée sans le concours technique de MM. Jacques BIDERMAN, Roger FERGEAU, Jean-François KEPINSKI, Michel JACOTIN et de Mme Geneviève LE SCORNET. Leur contribution a été essentielle et je les en remercie.

MM. Michel de SAINT SIMON et Renaud LE GAC, en me soulageant, pendant la conduite de cette étude, du travail sur le spectromètre à radiofréquence m'ont permis de la mener à bien.

Je remercie Mme. Elisabeth SEIBERT qui a eu la tâche ingrate de dactylographier cette thèse et M. Claude THIBAUT qui a tiré une partie des figures.

Les moyens de calculs utilisés (chapitre V) ont été attribués par le Conseil Scientifique du Centre de Calcul Vectoriel pour la Recherche.

0- INTRODUCTION GENERALE

Ce travail porte sur l'étude par spectroscopie atomique hyperfine d'isotopes de francium ($^{207-213}\text{Fr}$, $^{220-228}\text{Fr}$) et de césium ($^{133,137}\text{Cs}$) dans le but d'apporter des informations sur leur structure nucléaire et sur certaines de leurs propriétés atomiques. C'est surtout la partie nucléaire qui sera traitée ici.

La structure hyperfine provient des perturbations des niveaux atomiques engendrées par le noyau. C'est ainsi que la spectroscopie atomique permet d'accéder aux grandeurs nucléaires.

La principale difficulté de la physique nucléaire est la résolution du problème à $N \simeq 100$ corps en interaction forte. Ainsi formulée, la tâche semble hors d'atteinte. Heureusement, l'expérience montre que de nombreuses propriétés du noyau peuvent s'interpréter par un comportement collectif des nucléons. Le noyau peut, à une bonne approximation, se décrire par un coeur plus ou moins déformé/déformable et quelques nucléons individuels évoluant dans le champ créé par ce coeur (voir chapitre IV). Les variables collectives correspondent à la décomposition de la forme du coeur sur la base des déformations multipolaires. Dans la pratique, leur nombre est très réduit : il suffit au plus de tenir compte du terme hexadécapolaire. Les nucléons individuels non appariés sont responsables du spin et du moment magnétique des noyaux impairs et impairs-impairs.

Parmi les moyens d'investigation des propriétés de l'état fondamental, les méthodes de spectroscopie atomique hyperfine sont certainement les plus riches. Elles fournissent :

- une information sur la déformation statique ou dynamique globale du coeur (déplacement isotopique)
- une information sur la déformation quadrupolaire statique du coeur (moment quadrupolaire spectroscopique)
- le spin,
- le moment magnétique.

Les deux premiers points ont trait au caractère collectif des nucléons et précisent les déformations du noyau. Les deux derniers caractérisent les fonctions d'ondes des extra-nucléons. En particulier, le moment magnétique est très sensible au détail de ces fonctions d'ondes. Ces dernières dépendent également de la forme du coeur. Ainsi, en général, on peut se faire une idée assez précise d'un noyau étudié

du point de vue de la déformation et des orbitales occupées.

Cependant, les grandeurs nucléaires ne sont pas mesurées directement mais par leur interaction avec le cortège atomique. La structure atomique de l'élément considéré doit donc être connue avec suffisamment de précision pour ne pas biaiser l'extraction des caractéristiques du noyau. A nouveau, le problème des $Z \simeq 100$ corps se pose, mais régi cette fois-ci par l'interaction électromagnétique, bien plus faible que la force nucléaire. Il n'est pas étonnant toutefois que certaines méthodes soient employées dans ces deux domaines (Hartree-Fock, modèle en couche). Dans le cas qui nous intéresse, les alcalins, la structure atomique est simple : un seul électron en dehors des couches complètement remplies. Une couche complète possède la symétrie sphérique, ce qui explique que le spectre des alcalins soit qualitativement comparable à celui des atomes hydrogénoïdes.

Ce travail est divisé en deux parties; la première traite de la méthode expérimentale et des résultats de mesures de spectrométrie atomique hyperfine. La seconde concerne l'interprétation, du point de vue de la structure nucléaire, de ces résultats, ainsi que d'autres plus anciens.

Dans le premier chapitre, sont exposés les principes de physique atomique nécessaires à la compréhension de la méthode de mesure et à l'extraction des propriétés nucléaires. Le dispositif expérimental est décrit dans le chapitre II. Les résultats expérimentaux (spins, facteurs spectroscopiques, déplacements isotopiques) sont rassemblés dans le chapitre III.

Le premier chapitre (IV) de la seconde partie expose le cadre théorique dans lequel les grandeurs nucléaires mesurées sont interprétées. Dans le chapitre V, des calculs par la méthode du champ moyen sont présentés. Leur but était de rendre compte quantitativement des déformations des états isomériques des césiums légers. Dans le dernier chapitre (VI), les propriétés nucléaires mesurées des franciums sont étudiées par rapport à une éventuelle déformation octupolaire statique.

Une partie importante du travail réalisé ces dernières années n'apparaît pas ici. Il s'agit de l'étude et de la réalisation d'un spectromètre de masse à radiofréquence dont la description se trouve dans un rapport du même auteur (référence 0).

PREMIERE PARTIE

PHYSIQUE ATOMIQUE

I - PRINCIPE DES MESURES

1.1 - INTRODUCTION

Le principe des mesures, du point de vue de la physique atomique, est exposé dans les paragraphes suivants de ce chapitre. Bien que le dispositif expérimental soit détaillé dans le chapitre II, il faut ici le décrire sommairement.

Un faisceau lumineux provenant d'un laser accordable interagit à angle droit avec un jet atomique thermique de l'isotope étudié. Un faible champ magnétique, parallèle au faisceau lumineux définit l'axe de quantification. Par pompage optique hyperfin ou Zeeman (voir les paragraphes 1.7 et 1.8), les populations des sous-niveaux du fondamental sont modifiées. Cela a pour conséquence de modifier les propriétés magnétiques des atomes qui peuvent ainsi être triés par un hexapôle magnétique. A la sortie de celui-ci, un spectromètre de masse classique permet la détection de ceux qui ont été sélectionnés en réduisant considérablement le bruit de fond. Lorsque la fréquence du laser est balayée, une résonance se traduit par un pic dans la transmission. Entre la zone d'interaction avec la lumière et l'hexapôle, le jet atomique croise une onde progressive radio-fréquence guidée. Elle permet d'induire des transitions entre sous niveaux du fondamental; son utilisation sera précisée dans le paragraphe 1.8.

1.2 - STRUCTURE FINE DES ATOMES HYDROGENOIDES ET ALCALINS

Les atomes hydrogénéoïdes ne possèdent qu'un seul électron en tout; les alcalins en ont un en dehors des couches fermées. Compte tenu des symétries du problème, on peut toujours séparer les fonctions d'ondes électroniques en partie radiale et angulaire.

a) Traitement non-relativiste pour les hydrogénéoïdes

On utilise l'équation de Schrödinger avec le potentiel $-Ze/4\pi\epsilon_0 R$. Les solutions sont bien connues, elles sont caractérisées par le nombre quantique radial n_r et le nombre quantique azimutal l ; n_r est le nombre de noeuds de la partie radiale de la fonction d'onde et l correspond au moment cinétique orbital. En fait, les niveaux d'énergie ne dépendent

que du nombre quantique principal $n=n_r+1+l=1,2,\dots$. On a $E_n = -hcRy(m/m_e)/n^2$ où Ry est la constante de Rydberg. m est la masse réduite du système électron-noyau. Si m_e est la masse de l'électron et M_A celle du noyau : $m_e/m = (1+m_e/M_A)$. Il est utile aussi de rappeler que la dépendance radiale des fonctions d'ondes est r^l et que la probabilité de présence au centre est nulle sauf pour les électrons s ($l=0$). Elle vaut alors

$$|\psi_s(0)|^2 = (Z/na_0)^3/\pi, \text{ où } a_0 \text{ est le rayon de Bohr.}$$

b) Traitement relativiste : structure fine des hydrogénoïdes

L'équation de Dirac fait apparaître le spin de l'électron et son couplage au moment angulaire orbital. La dégénérescence entre les niveaux de même n mais de j différents (moment angulaire total $\vec{j}=\vec{l}+\vec{s}$) est levée :

$$E_{nj} = mc^2(1+(Z\alpha/N)^2)^{-1/2} - mc^2$$

ref. 1-1

$$\text{avec } n-N=j+1/2 - \sqrt{(j+1/2)^2 - Z^2\alpha^2}$$

En particulier $E_{nj=1+1/2} \neq E_{nj=1-1/2}$: c'est la structure fine. Il est évident que les niveaux s ($l=0$) ne sont pas dédoublés par cet effet. Les niveaux d'énergie sont répertoriés suivant la terminologie historique nX_j avec $X = s, p, d, \dots$ pour $l=0, 1, 2, \dots$, N est le nombre quantique principal relativiste apparent; il ne diffère significativement de n que pour les atomes de Z élevé.

Le calcul relativiste montre d'autre part que la probabilité de présence d'un électron $p_{1/2}$ au centre n'est pas nulle. Cela provient du fait que si la composante principale de Dirac correspond à $l=j+s=1$, la petite composante correspond à $l=j-s=0$. La petite composante a donc les propriétés d'une onde s et, en particulier, la probabilité de présence d'un électron $p_{1/2}$ n'est pas nulle au centre. Mais relativement à celle de l'électron $s_{1/2}$, elle est de l'ordre de $Z^2\alpha^2$, où $\alpha \approx 1/137$, et ne prend donc de l'importance qu'à grand Z . La structure hyperfine provient de l'interaction avec le noyau ; elle sera traitée dans un autre paragraphe.

c) Structure fine des alcalins

Le potentiel vu par l'électron de valence a encore la symétrie

sphérique, mais il s'écarte significativement du potentiel coulombien. Il en résulte que l'écart entre les niveaux de même n mais de l différents est considérablement plus grand que dans les hydrogénoides (il est du même ordre que l'espacement entre les niveaux de n différents). Le dédoublement des niveaux $j=l\pm 1/2$ est lui aussi beaucoup plus prononcé. Les calculs sont très difficiles car on ne peut pas négliger l'interaction entre les électrons, les effets relativistes à grand Z , le recul du noyau.

On définit habituellement le nombre quantique effectif n^* par la formule de Rydberg-Ritz : $E_n = -Z_a^2 hcRy / n^{*2}$ où $Z_a = 1$ pour les alcalins. $\Delta = n - n^*$ est le défaut quantique (ref. 1-2.1).

Il faut citer aussi la formule de Landé pour la séparation des doublets de structure fine : $\Delta E_{nl} = Ry \alpha^2 Z_1^2 Z_a^2 / [n^{*3} l(l+1)]$ où $Z_1 < Z$ est un nombre de charge effectif, et, si \vec{r} est le rayon vecteur de l'électron, $\langle r^{-3} \rangle = Z_a^2 Z_1^2 / [(a_0 n^*)^3 (l(l+1/2)(l+1))]$ (ref. 1-2.2).

Pour un électron s , la probabilité de présence au centre est donnée par la formule de Goudsmit-Fermi-Segré :

$$|\psi_s(0)|^2 = Z_1^2 Z_a^2 (1 - d\Delta/dn) / [(a_0 n^*)^3 \pi] \quad (\text{ref. 1-2.3})$$

Les transitions atomiques qui nous intéressent ici sont entre le fondamental $ns^2 S_{1/2}$ et les deux premiers états excités $np^2 P_{1/2}$ (raie D_1) et $np^2 P_{3/2}$ (raie D_2) : voir figure 1.A.

1.3 - STRUCTURE HYPERFINE

C'est elle qui intéresse le physicien nucléaire puisqu'elle représente l'interaction électromagnétique des électrons avec le noyau. Dans ce paragraphe, on suppose que la pénétration des fonctions d'ondes dans le noyau est nulle.

a) Rappel

Le noyau, du point de vue de ses propriétés électromagnétiques, peut être assimilé à une distribution de 4-courant j^μ localisée au voisinage de l'origine. Il interagit avec le 4-potentiel $A_\mu = (\vec{A}, U)$ créé par le cortège électronique, ce qui correspond à une énergie $\Delta E = \Delta E^{\text{elec}} + \Delta E^{\text{mag}}$

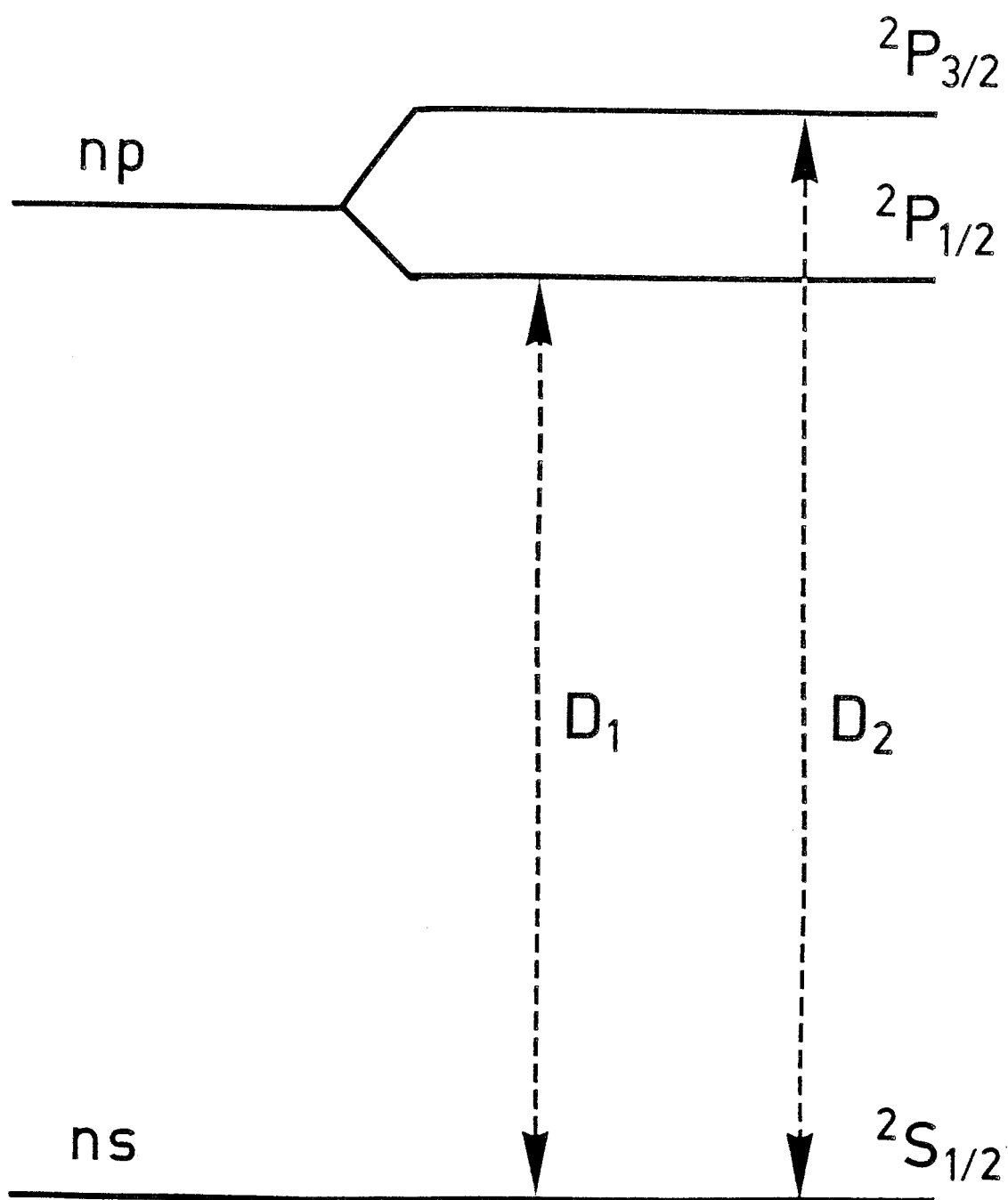


FIGURE 1.A : STRUCTURE FINE DES ALCALINS

$$\Delta E = \int j^\mu A_\mu d^3r = \int \rho(\vec{r}) U(\vec{r}) d^3r - \int \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{A}(\vec{r}) d^3r$$

Il est bien connu que dans ces conditions, il est avantageux de décrire les distributions de charge et de courant par leur éléments multipolaires. Il suffit d'effectuer un développement des potentiels au voisinage de l'origine. Ainsi (avec des notations évidentes et sommation sur les indices)

$$\Delta E^{\text{elec}} = \int \rho(\vec{r}) (U|_{r=0} + x_a \partial_a U|_{r=0} + 1/6 (3x_a x_b - r^2 \delta_{ab}) \partial_a \partial_b U|_{r=0} + 1/6 x_a x_b x_c \partial_a \partial_b \partial_c U|_{r=0} + \dots) d^3r$$

$$\text{et } \Delta E^{\text{elec}} = qU|_{r=0} - \vec{d} \cdot \vec{E} + Q_{ab} \partial_a \partial_b U|_{r=0} + Q_{abc}^{(3)} \partial_a \partial_b \partial_c U|_{r=0} + \dots$$

$$q = \int \rho(\vec{r}) d^3r \text{ est la charge}$$

$$\vec{d} = \int \vec{r} \rho(\vec{r}) d^3r \text{ est le moment dipolaire électrique}$$

$$Q_{ab} = \int (3x_a x_b - r^2 \delta_{ab}) \rho(\vec{r}) d^3r \text{ est le moment quadrupolaire,}$$

$$Q^{(3)} \text{ est le moment octupolaire } \dots$$

Dans la définition classique du moment quadrupolaire, on utilise le fait que $\delta_{ab} \partial_a \partial_b U|_{r=0} = 0$ (équation de Laplace) pour écrire que sa trace est nulle : $\sum Q_{ii} = 0$.

Dans le repère lié au laboratoire dans lequel ce tenseur est diagonal et si la symétrie cylindrique est conservée, on a $Q_{xx} = -Q/2$, $Q_{yy} = -Q/2$, $Q_{zz} = Q$. Q est alors appelé le moment quadrupolaire.

Il va de soi que si le potentiel U possède une parité définie, la moitié des termes du développement sont nuls.

La partie magnétique est plus délicate et l'on se limitera au premier terme non nul.

$$\Delta E^{\text{mag}} = - \int \vec{j}(\vec{r}) \cdot (\vec{A}|_{r=0} + (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A}|_{r=0} + \dots) d^3r$$

Le premier terme est nul pour une distribution stationnaire et localisée de courant⁽¹⁻³⁾. Le second peut se réécrire $\Delta E^{\text{mag}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(0)$ où $\vec{B}(0)$ est le champ magnétique électronique au centre et $\vec{\mu}$ le moment

magnétique dipolaire : $\vec{\mu} = 1/2 \int \vec{r} \times \vec{j} d^3r$. On peut remarquer que sa parité est la même que celle du moment quadrupolaire électrique.

b) Traitement quantique

L'hamiltonien qui décrit l'atome peut se mettre sous la forme

$$H = H^{\text{nucl}} + H^{\text{at}} + H^{\text{hfs}}.$$

H^{hfs} peut être traité comme une perturbation par rapport aux hamiltoniens nucléaire et atomique. $|I\rangle$ (resp. $|J\rangle$) représente la fonction d'onde de l'état nucléaire (resp. atomique) considéré. Son moment angulaire est \vec{I} (\vec{J}). Le moment angulaire total est noté $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$. Les interactions responsables de la structure électronique et nucléaire conservent la parité. Les états propres de l'hamiltonien total, mais aussi ceux de H^{nucl} et H^{at} doivent donc avoir une parité déterminée. Par transposition du cas classique, la partie électrostatique de H^{hfs} peut se mettre sous la forme $e [Q^1 x U^1]^0$ où $Q^1(U^1)$ est le tenseur sphérique de rang 1 correspondant au moment 2^1 -polaire de la distribution de charge (du potentiel). On a introduit la notation du produit de tenseurs : $[Q^1 x U^1]_k^q = \sum \langle q k | 1 1' m m' \rangle Q_{m m'}^1 U_{m m'}^1$.

Au premier ordre des perturbations, on a donc :

$$\Delta E_{\text{hfs}}^{\text{elec}} = e \sum (-1)^m \langle J | \langle I | Q_{m -m}^1 U_{m -m}^1 | I \rangle | J \rangle = \sum e (-1)^m \langle J | U_{m -m}^1 | J \rangle \langle I | Q_{-m}^1 | I \rangle$$

La parité de ces tenseurs étant $(-1)^1$ et, $|I\rangle$ et $|J\rangle$ étant des états propres de la parité, la valeur moyenne des moments impairs est nécessairement nulle dans le référentiel du laboratoire. On peut donc en conclure en anticipant sur les chapitres suivants que les déformations octupolaires statiques dans le référentiel intrinsèque et les déformations dynamiques n'ont pas d'influence sur la structure hyperfine.

Le terme $l=0$ étant déjà inclus dans H^{at} , le premier terme non nul correspond au moment quadrupolaire ($l=2$) suivi par le terme hexadécapolaire ($l=4$) qui est négligé.

D'après le théorème de Wigner-Eckart, pour un moment angulaire donné, tous les tenseurs de même rang sont proportionnels. En particulier, pour le moment quadrupolaire, $Q^2(U^2)$ est proportionnel au tenseur de rang 2 construit à partir du moment angulaire $I(J)$, soit :

$$Q^2 \propto [I x I]^2 \quad \text{et} \quad U^2 \propto [J x J]^2, \quad \Delta E^{\text{elec}} \propto \left[[I x I]^2 \times [J x J]^2 \right]^0.$$

L'énergie d'interaction quadrupolaire peut alors s'écrire :

$$\Delta E^{\text{elec}} = hB \left((3/2)C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1) \right) / (2I(2I-1)2J(2J-1))$$

avec $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ et $B = eQ_s \langle JJ | U_0^2 | JJ \rangle$ (ref. 1-4.1) où $Q_s = \langle II | Q_0^2 | II \rangle$ est le moment quadrupolaire spectroscopique et $\langle JJ | U_0^2 | JJ \rangle$ le gradient du champ électrique.

Le même raisonnement s'applique à la partie magnétique de l'interaction mais dans ce cas la parité des moments est $(-1)^{l+1}$. Cela signifie qu'il ne faut cette fois retenir que les termes d'ordre impair et l'on se limite au premier : $\Delta E_{\text{mag}}^{\text{mag}} = - \langle \vec{\mu} \cdot \vec{B}(0) \rangle$. Contrairement à la définition classique, μ inclut la contribution des moments magnétiques intrinsèques des nucléons. Comme précédemment on utilise le théorème de Wigner-Eckart : $\vec{\mu} = g_I \mu_n \vec{I} = \mu \vec{I}/I$, et $\vec{B}(0) = \langle B(0) \rangle \vec{I}/I$. μ_n est le magnéton nucléaire, g_I le facteur gyromagnétique et $\langle B(0) \rangle = \langle JJ | B_2(0) | JJ \rangle$. On peut alors mettre l'énergie d'interaction dipolaire magnétique sous la forme :

$$\Delta E_{\text{hfs}}^{\text{mag}} = hA \langle \vec{I} \cdot \vec{J} \rangle = hA \langle \vec{F}^2 - \vec{I}^2 - \vec{J}^2 \rangle / 2 = hA(F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)) / 2$$

avec $A = - \langle B(0) \rangle \mu / IJ$ (ref. 1-4.1).

Finalement, le déplacement hyperfin peut se mettre sous la forme :

$$\Delta E_{\text{hfs}} = hA \frac{C}{2} + hB \frac{C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}$$

qui exprime la levée de la dégénérescence des niveaux de F différents (voir figure 1.B). A et B sont les facteurs spectroscopiques et sont les quantités directement mesurables. Du caractère tensoriel des moments multipolaires découle une règle de sélection supplémentaire : le moment d'ordre 1 ne contribue à l'interaction que si $l \leq 2I$ et $l \leq 2J$. On en déduit immédiatement que $B(S_{1/2}) = B(P_{1/2}) = 0$, et donc que l'interaction quadrupolaire n'est mesurable que dans la raie $D_2(S_{1/2} - P_{3/2})$. D'autre part, on ne peut mesurer B que si $I \geq 1$, et A que si $I \neq 0$. La structure hyperfine de la raie D_1 est représentée sur la figure 1.C.

1.4 - EXTRACTION DE Q_s et μ

La mesure de la structure hyperfine de la raie D_2 ($ns^2S_{1/2} - n'p^2P_{3/2}$) permet d'obtenir les facteurs spectroscopiques $A(S_{1/2})$, $A(P_{3/2})$, $B(P_{3/2})$. La raie D_1 ($ns^2S_{1/2} - n'p^2P_{1/2}$) conduit aux valeurs de $A(S_{1/2})$ et de $A(P_{1/2})$.

Pour pouvoir extraire les grandeurs d'intérêt nucléaire, il faut pouvoir calculer les termes électroniques : $\langle B(0) \rangle$ et $\langle U_0^2 \rangle$. Cela est très difficile sauf dans le cas de $\langle B(0) \rangle$ pour un électron s (formule de

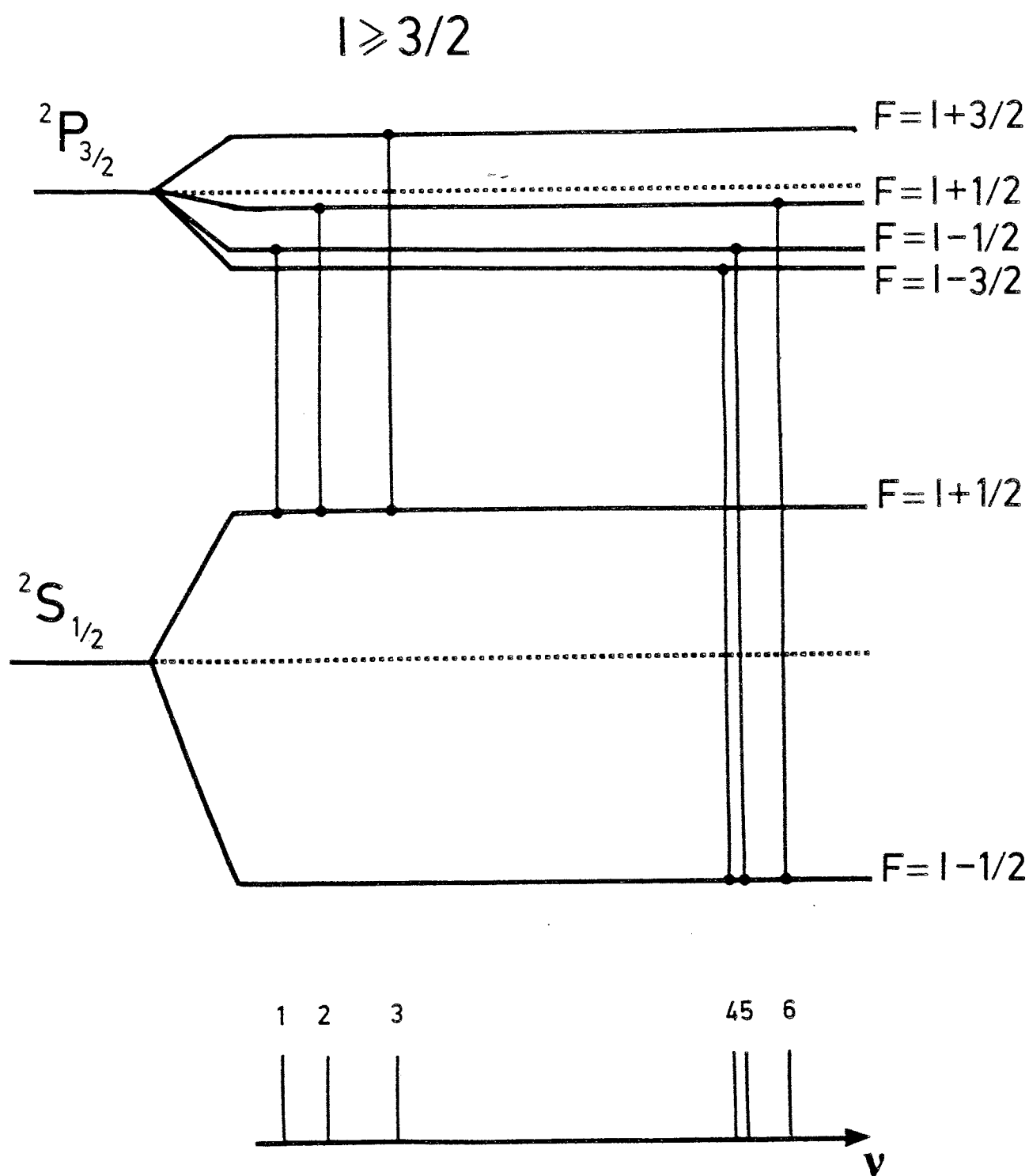


FIGURE 1.B : STRUCTURE HYPERFINE DE LA RAIE D_2

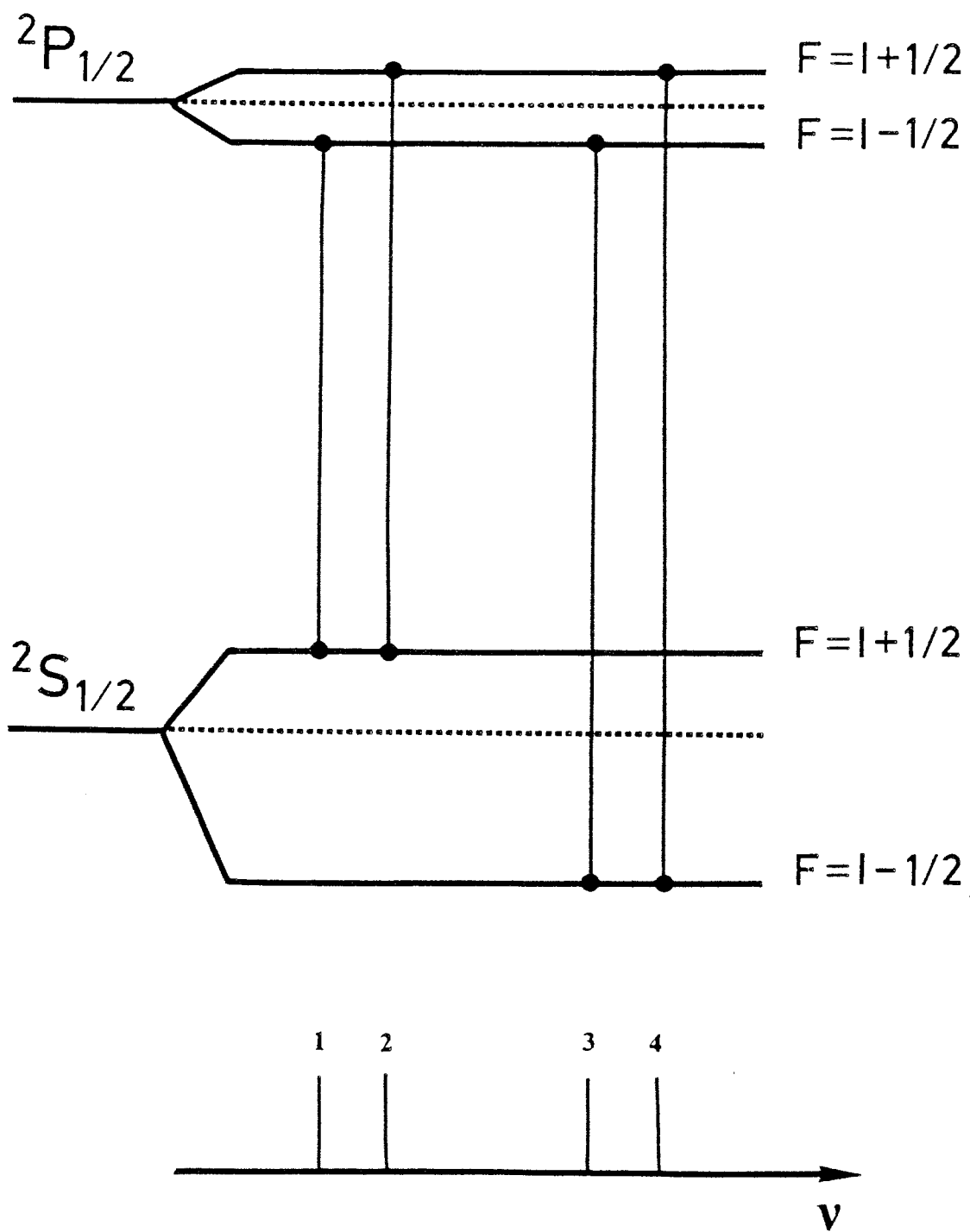


FIGURE 1.C : STRUCTURE HYPERFINE DE LA RAIE D_1

Fermi-Segré) :

$$A(S_{1/2}) = \frac{8\pi m_e}{3 m_p} Ry \alpha^2 g_I a_0^3 |\psi_s(0)|^2 F_r(J, Zi) (1-\epsilon) (1-\delta) \quad \text{ref. 1-4.2}$$

où $|\psi_s(0)|^2$ peut en principe être calculée à partir des formules du paragraphe 1.2. Dans la pratique, cette formule sert plutôt à estimer $|\psi_s(0)|^2$ si $g_I = \mu/I\mu_n$ est connu par ailleurs. F_r est une correction relativiste, δ et ϵ sont les termes de contact d'origine respectivement électrostatique et magnétique. Les fonctions d'ondes s explorent l'intérieur du noyau où le potentiel électrostatique n'est plus coulombien et où la distribution du champ magnétique n'est plus dipolaire. Ces corrections ont été tabulées par Kopfermann^(1-4.3). La valeur absolue du moment magnétique a été mesurée pour au moins un isotope de chacun des éléments alcalins. Il est ainsi possible d'effectuer une calibration de $\langle B(0) \rangle$ pour chaque élément. On a

$$\frac{A(S_{1/2}; Z, N)}{A(S_{1/2}; Z, N')} = \frac{\langle B(0) \rangle \mu / IJ}{\langle B(0) \rangle \mu' / I'J} = \frac{\mu I' g_I}{\mu' I g_I'}$$

En réalité,
$$\frac{A(S_{1/2}; Z, N)}{A(S_{1/2}; Z, N')} = \frac{g_I}{g_I'} (1 + A_{\Delta} A')$$

où $A_{\Delta} A' \sim 10^{-3}$ est l'anomalie hyperfine qui reflète le fait que la correction magnétique diffère d'un isotope à l'autre. Cet effet est suffisamment petit pour que son influence sur la détermination de μ à des fins nucléaires soit négligeable.

Pour la partie quadrupolaire, dans la limite où l'on ne tient compte que de la contribution de l'électron célibataire (j, l, r), on a

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e^2 Q_s \frac{2j-1}{2j+2} \langle r^{-3} \rangle R_r(1, j) \quad (\text{ref. 1-4.4})$$

où R_r est une correction relativiste. Si une mesure absolue de Q_s existe pour l'élément considéré, une calibration analogue à celle de $\langle B(0) \rangle$ peut être envisagée. Dans le cas contraire, on doit se reporter à des calculs théoriques de B/Q_s .

Il faut bien préciser que Q_s est le moment quadrupolaire spectroscopique et non le moment quadrupolaire intrinsèque du noyau. La relation entre les deux sera précisée dans le chapitre IV.

1.5 - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE

On appelle ainsi le déplacement des niveaux fins du spectre atomique d'un isotope à l'autre. Cela se traduit par un déplacement des barycentres des structures hyperfines ν_{bc} des raies. Il est dû à la combinaison de deux effets : l'effet de masse et l'effet de volume⁽¹⁻⁵⁾.

$$\Delta\nu_{bc} = \Delta\nu_{vol} + \Delta\nu_{masse} \quad \text{et} \quad \Delta\nu_{masse} = \Delta\nu_{nm} + \Delta\nu_{sm}$$

a) Effet de masse

En se reportant aux formules du paragraphe 1.3, une partie de cet effet est facilement explicable par la variation de la masse réduite de l'électron $\Delta\nu_{nm}/\nu_{bc} = \Delta m/m$. La masse du noyau est M_A et $\Delta\nu_{nm}/\nu_{bc} = m_e \Delta(1/M_A)$. C'est l'effet normal de masse qui ne tient compte que de l'électron de valence. La partie cinétique de l'hamiltonien total (mouvement du centre de masse exclu) s'écrit :

$$\frac{(\sum \vec{p}_i)^2}{2M_A} + \frac{\sum p_i^2}{2m_e} = \frac{\sum p_i^2}{2m} + \frac{\sum \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{2M_A}$$

où les \vec{p}_i sont les impulsions des Z électrons et où l'on a utilisé le fait que l'impulsion totale est nulle dans le centre de masse. Le premier terme correspond à l'effet normal de masse et le second à l'effet spécifique de masse $\Delta\nu_{sm}$. Ce dernier dépend explicitement des corrélations entre les fonctions d'ondes des électrons. Son calcul théorique est difficile : il peut être effectué en utilisant la méthode auto-consistante de Hartree-Fock. Heureusement, sa dépendance en $1/M$ le rend négligeable pour les noyaux les plus lourds (Fr).

b) Effet de volume

La pénétration des orbitales $s_{1/2}$ et $p_{1/2}$ à l'intérieur du noyau rend celles-ci sensibles à la distribution de charge : le potentiel n'est plus coulombien. Cet effet est également responsable du terme (paragraphe 1.4) qui intervient dans la structure hyperfine des niveaux S . Ici il s'agit de l'effet sur le déplacement du barycentre de la structure hyperfine après déduction de l'effet de masse. Des calculs théoriques permettent de relier le déplacement isotopique de volume $\Delta\nu_{vol}$ à la variation du rayon carré moyen de charge : $\Delta\nu_{vol} = F \Delta\langle r^2 \rangle$.

Habituellement, F est factorisé en $F = E f(Z)$ ou $E = \beta_e |\psi_s(0)|^2 \pi a_0^3 / Z$ et $f(Z)$ est une fonction qui dépend de l'élément considéré (ref. 1-5 à 1-8). $|\psi_s(0)|^2$ est la fonction d'onde non relativiste et $\beta_e |\psi_s(0)|^2$ représente sa variation lors de la transition. $|\psi_s(0)|^2$ est tiré de la formule de Fermi-Segré (paragraphe 1.4) et $\beta_e \sim 1.1$ pour les alcalins provient de calculs Hartree-Fock⁽¹⁻⁹⁾. La valeur est légèrement supérieure à 1 car la contribution des électrons autres que ceux de valence est incluse. $f(Z)$ est reliée à la valeur $C_{unif}^{A,A'}$ calculée théoriquement par :

$$f(Z) = \frac{5}{2} \left(\frac{A+A'}{2} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0^2} \frac{1}{A-A'} C_{unif}^{A,A'}$$

C_{unif} correspond à une distribution de charge uniforme à l'intérieur d'un noyau dont le rayon varie comme $r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1,2$ fm. $C_{unif}^{A,A'}$ a été calculée par différents auteurs. Dans le passé, nous avons utilisé les valeurs de Babushkin⁽¹⁻⁶⁾. Elles doivent être corrigées d'un facteur $(N/n)^3$ ⁽¹⁻⁷⁾ qui ne prend de l'importance que dans les éléments lourds. N et n étant les nombres quantiques principal et relativiste (voir paragraphe 1.2). Mais pour les isotopes de francium, les valeurs plus récentes de la référence 1-8 ont été utilisées pour C_{unif} .

1.6 - EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE EXTERIEUR

L'interaction du moment magnétique atomique $\vec{\mu}_{at}$ avec un champ magnétique extérieur \vec{B}_0 est exploitée expérimentalement afin de sélectionner les atomes suivant leur valeur de M_J . Elle est également utilisée pour les mesures de spins et intervient dans les mesures radio-fréquence de la structure du fondamental. Dans ce qui suit, la direction du champ magnétique définit l'axe de quantification : Oz. L'énergie d'interaction magnétique est $\Delta E_z = \langle -\vec{\mu}_{at} \cdot \vec{B} \rangle$. Plusieurs cas sont à envisager suivant le rapport entre les énergies d'interactions magnétique et hyperfine : $\Delta E_z / \Delta E_{hfs}$.

a) Champ faible : effet Zeeman

Si le champ est très petit, le moment angulaire total $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ et M_F , sa projection sur Oz peuvent encore être considérés comme de bons nombres quantiques. On peut alors écrire^(1-4.5) $\vec{\mu}_{at} = g_F \mu_B \vec{F}$, et $\Delta E_z = \langle FM_F | -g_F \mu_B F_z B_0 | FM_F \rangle = + \mu_B g_F B_0 M_F$

$$\text{où } g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{F(F+1) - J(J+1) + I(I+1)}{2F(F+1)}$$

avec

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

$g_J=2$ dans l'état fondamental $S_{1/2}$ et $g_I' = g_I m_e/m_p$.

La dégénérescence des $2F+1$ états de M_F (appelés "sous-niveaux Zeeman") est levée et leur séparation est linéaire en B_0 et en M_F .

b) Champ fort : effet Paschen-Back

Si ΔE_z est grand devant ΔE_{hfs} , le couplage entre \vec{I} et \vec{J} par H_{hfs} devient négligeable et \vec{I} et \vec{J} précessent indépendamment autour de la direction du champ magnétique (Oz). M_I et M_J sont alors de bons nombres quantiques et $\langle \vec{I} \cdot \vec{J} \rangle = \langle I_z \rangle \langle J_z \rangle = M_I M_J$. Le moment magnétique nucléaire étant négligeable par rapport à μ_{at} , $\Delta E = \langle H_{\text{hfs}} + H_z \rangle = \mu_B B_0 g_J M_J + hA M_I M_J$. On a même approximativement $\Delta E \sim \mu_B B_0 g_J M_J$ avec $M_J = \pm 1/2$. Cela a une grande importance pratique puisqu'il est ainsi possible de sélectionner les atomes suivant leurs valeurs de M_J et non de M_F ; il faut pour cela un champ fort.

c) Champ intermédiaire dans le fondamental; diagramme de Breit-Rabi

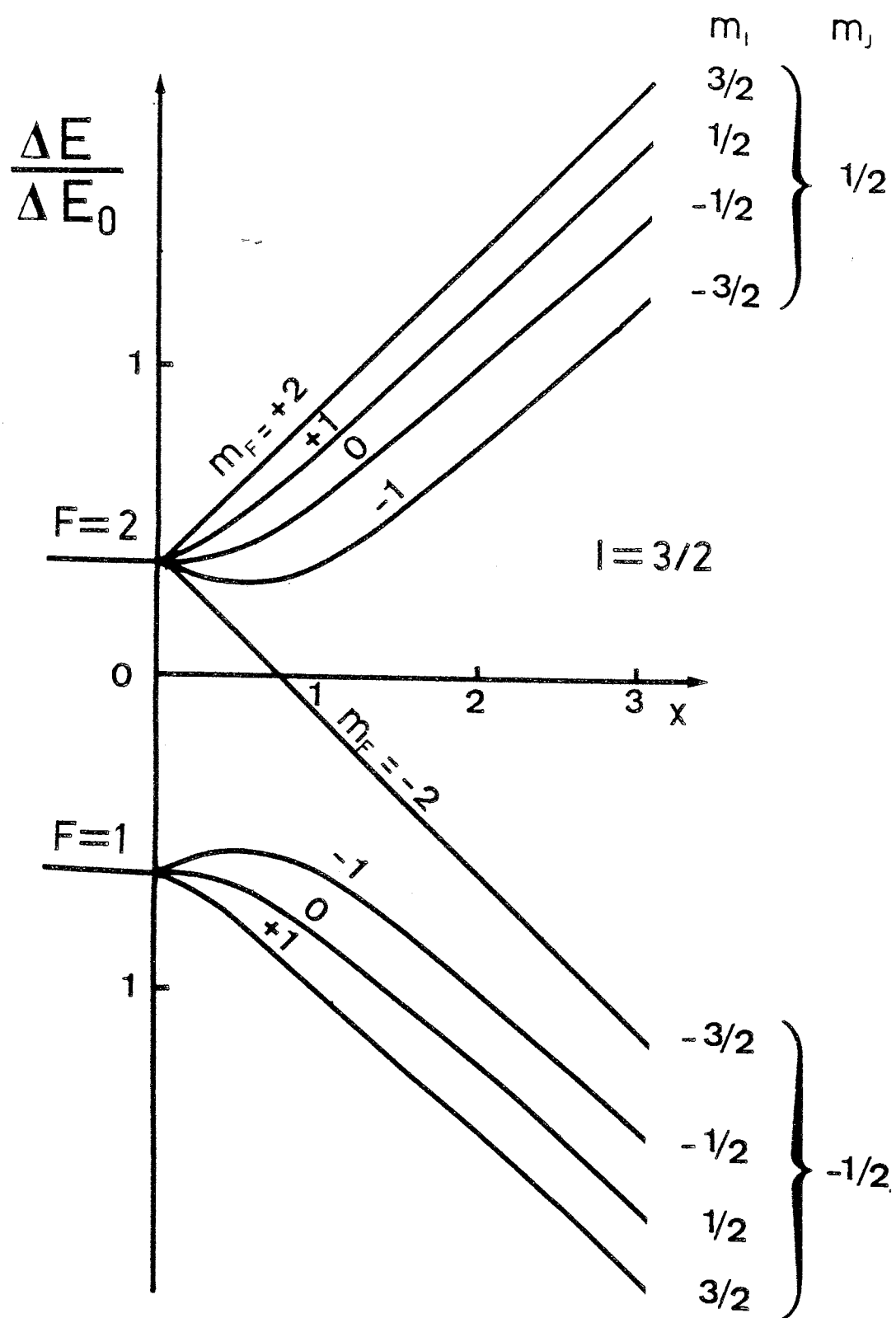
Dans la région où l'énergie magnétique et la séparation des niveaux hyperfins sont comparables, la formule de Breit-Rabi^(1-4.6) doit être appliquée :

$$\Delta E = -\Delta E_0 / (2I+1) - M_F g_I' \mu_B B_0 \pm (\Delta E_0 / 2) \sqrt{1 + 4x M_F / (2I+1) + x^2}$$

avec $x = \mu_B B_0 (g_J - g_I') / \Delta E_0$, qui dans le cas où $M_F = \pm(I+1/2)$ se simplifie en $\Delta E = I \Delta E_0 / (2I+1) \pm (g_J/2 - I g_I') \mu_B B_0$.

$\Delta E_0 = hA(S_{1/2}) (I+1/2)$ est la séparation à champ nul entre les deux niveaux du fondamental.

La figure 1.D résume l'évolution des sous-niveaux en fonction de l'intensité du champ magnétique. Elle montre la transition entre les zones de champ faible gouvernées par M_F et de champ fort dominées par M_J .



$$x = \mu_B B_0 (g_j - g_i) / \Delta E_0$$

FIGURE 1.D : DIAGRAMME DE BREIT-RABI

1.7 - PRINCIPE DES MESURES OPTIQUES

La méthode de mesure est décrite plus en détail dans le chapitre suivant. Elle est basée sur la technique de pompage optique hyperfin et la sélection magnétique des atomes suivant leurs valeurs de M_J . Dans ce qui suit, on admet que μ et Q sont positifs. L'analyse en M_J est réalisée par un hexapôle magnétique qui focalise les atomes de $M_J = +1/2$ et défocalise ceux de $M_J = -1/2$ (ref. 1-10). En se reportant au diagramme de la figure 1.D, on constate que dans le fondamental, les atomes de $F = I - 1/2$ sont tous défocalisés alors que ceux de $F = I + 1/2$ sont tous focalisés sauf un. Par agitation thermique, ces niveaux sont également peuplés ($\Delta E_0/KT \sim 10^{-4}$ à $T=2000^\circ$) et l'on conçoit qu'une modification de leur population relative, conduira à une variation de la transmission de l'appareillage (en plus ou moins). Avant de poursuivre, il convient de préciser les règles de sélection des transitions atomiques.

Dans le domaine nucléaire, la longueur d'onde associée aux transitions électromagnétiques est comparable au rayon du noyau. Les dimensions de l'atome sont quant à elles négligeables par rapport aux longueurs d'onde des transitions atomiques. Dans ce domaine, seules les transitions dipolaires sont donc à considérer. En champ faible, la règle de sélection est : $\langle F'M'_F | 1M_F M_F \rangle \neq 0$ c'est-à-dire $\Delta F=0$ ou ± 1 , $\Delta M_F=0$ ou ± 1 . Les transitions $F=F'=0$ d'une part et, $F=F' \neq 0$ et $M_F=M'_F=0$ d'autre part sont interdites. De plus, les transitions dipolaires électriques ne peuvent connecter que des niveaux de parités opposées.

La figure 1.B représente les transitions permises entre les niveaux hyperfins du fondamental et de l'état $P_{3/2}$ (raie D_2). La configuration représentée correspond à $I \geq 3/2$ et à un moment magnétique nucléaire positif. Les transitions permises sont numérotées de 1 à 6.

a) Pompage optique dans le fondamental

La largeur d'émission du laser est beaucoup plus étroite que la séparation des niveaux. Si le laser est accordé sur la transition 1 ou 2, par désexcitation spontanée, l'électron peut retomber sur le niveau de départ $F = I + 1/2$ d'où il est excité à nouveau, ou sur le niveau $F = I - 1/2$ où il se trouve piégé. Le résultat est un dépeuplement du niveau $F = I + 1/2$ au profit de $F = I - 1/2$. Le niveau $I - 1/2$ étant

défocalisé, il s'ensuit une perte de transmission qui se traduit par une vallée (ou "pic négatif") dans l'intensité du jet atomique lorsque la fréquence du laser est balayée. Pour les transitions 5 et 6 on aboutit à l'effet inverse; le niveau focalisé $F = I + 1/2$ est peuplé, ce qui induit une augmentation de la transmission. Par contre, 3 et 4 ne produisent pas de pompage optique puisque l'électron ne peut retomber que sur son niveau de départ, à cause des règles de sélection.

b) Pompage Zeeman

Sur la figure 1.D, on remarque que le sous niveau Zeeman de $M_F = -(I + 1/2)$ du niveau $F = I + 1/2$ est défocalisé alors que les autres membres du multiplet sont focalisés. Si par pompage optique on parvient à peupler préférentiellement ce sous niveau, il apparaîtra un pic négatif. Si on le dépeuple, on observera un pic légèrement positif. Par contre, aucun effet ne peut être attendu d'un peuplement différentiel des sous niveaux Zeeman, du niveau $F = I - 1/2$. Un axe de quantification est fixé par le champ magnétique faible et parallèle au faisceau laser. Une polarisation π (linéaire) favorise les transitions $\Delta M_F = 0$, alors qu'une polarisation circulaire σ^\pm favorise $\Delta M_F = \pm 1$. Sur la figure 1.E, dans le cas de la transition 3, on voit qu'après de multiples excitations par la lumière σ^- et désexcitations spontanées dans la zone d'interaction, l'électron finit par se retrouver dans l'état défocalisé $M_F = -(I+1/2)$. Inversement, en lumière σ^+ on dépeuple cet état. La raie 3 est donc observable en lumière polarisée, on l'appelle "raie Zeeman". Elle a l'avantage d'être facilement identifiable puisque le pic change de signe avec celui de la polarisation. Dans le cas des transitions 1 et 2 (pompage vers $F = I - 1/2$) il faut considérer le sous niveau piège supplémentaire $F = I + 1/2$, $M_F = -(I + 1/2)$ qui est défocalisé comme les niveaux de $F = I - 1/2$. Pour maximiser la modulation de la transmission, on a donc intérêt à mesurer les raies 1, 2, 3 en lumière σ^- et 5, 6 en σ^+ . La transition 4 reste non mesurable par cette technique.

1.8 - PRINCIPE DES MESURES UTILISANT LA RADIO-FREQUENCE

La séparation des niveaux hyperfins du fondamental ($\sim 1\text{GHz}$) ou des sous niveaux Zeeman ($\sim 1\text{MHz}$) rend possible l'induction de transitions

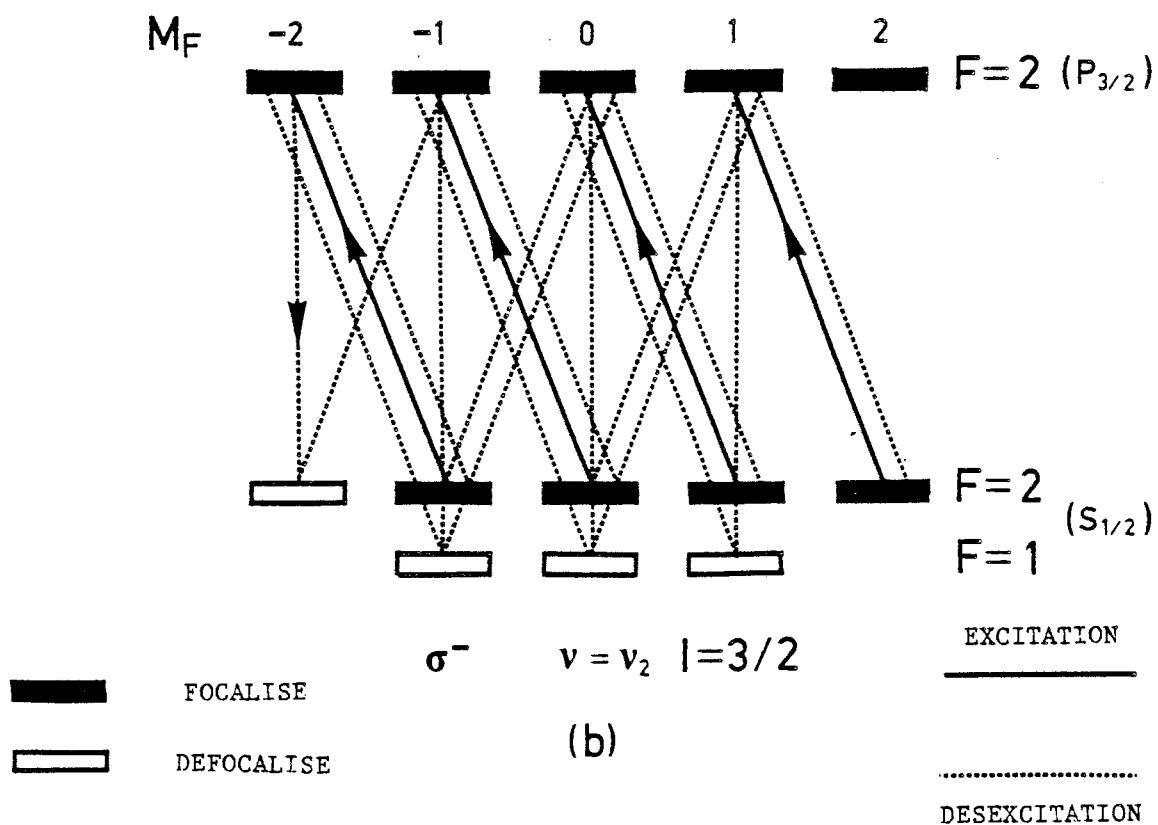
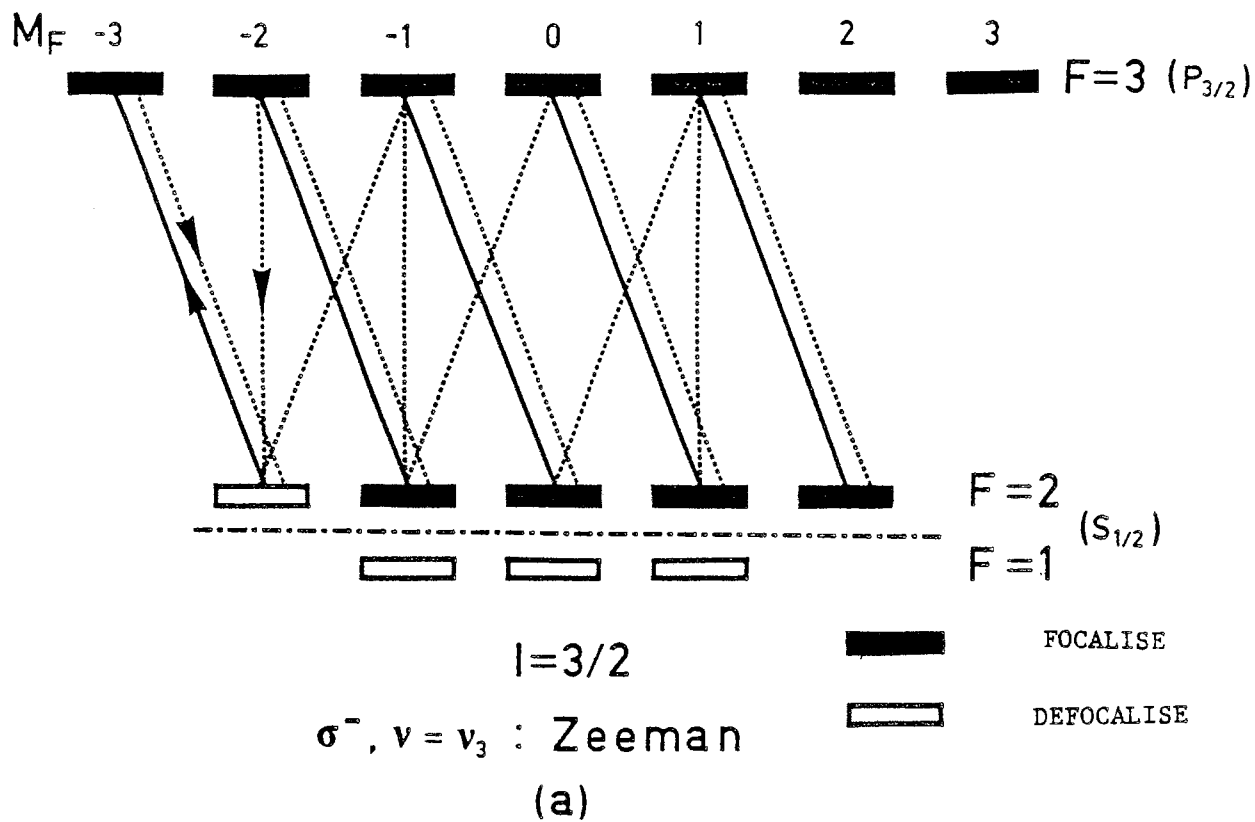


FIGURE 1.E : TRANSITIONS EN LUMIERE POLARISEE

par l'intermédiaire d'un champ radiofréquence. Il s'agit d'une transition dipolaire magnétique puisque le terme dipolaire électrique est interdit par la parité identique des deux niveaux. Les règles de sélection sur ΔM_F sont $\Delta M_F=0$ ou $\Delta M_F=\pm 1$ suivant l'orientation relative des champs magnétiques statique et radiofréquence. La radiofréquence est utilisée pour les mesures de spin et la mesure à haute précision de la séparation des niveaux du fondamental. Dans les deux cas, on effectue d'abord un pompage optique dans un sous-niveau Zeeman, puis on le détruit par l'action d'un champ radio-fréquence.

a) Mesure de spin

En champ faible, on a vu que les niveaux hyperfins se scindaient en sous-niveaux Zeeman caractérisés par M_F , correspondant aux déplacements en énergie $\Delta E_z = \mu_B B_0 g_F M_F$. Ils sont équidistants et séparés par des intervalles de largeur $\Delta^2 E_z = \mu_B B_0 g_F$. Dans le paragraphe précédent, il a été montré que la transition 3 en lumière σ^- peuple l'état $M_F = -(I+1/2)$ du niveau $F=I+1/2$ du fondamental. Cet état est défocalisé et provoque donc une perte de transmission. Pour ce niveau $g_F=2/(2I+1)$ et $\Delta^2 E_z = 2 \mu_B B_0 / (2I+1)$.

Si la radio-fréquence correspond à cet espacement : $h \nu_{rf} = \Delta^2 E_z$, elle induira des transitions qui rééquilibreront la population des sous-niveaux Zeeman à l'intérieur du même niveau ($F=I+1/2$). Le dépeuplement du niveau défocalisé conduira à une remontée de la transmission. Si la radio-fréquence est balayée, un pic sera donc observé. Bien entendu, il convient de calibrer la valeur de B_0 dans la zone d'interaction en effectuant une mesure sur un isotope de spin connu.

b) Mesure de la structure du fondamental

Il s'agit, cette fois d'induire des transitions entre deux sous-niveaux Zeeman provenant chacun d'un niveau hyperfin différent du fondamental. C'est une mesure plus directe du facteur $A(S_{1/2})$ que son extraction à partir de la structure hyperfine des raies. Mais, surtout, cela permet de gagner trois ordres de grandeur sur la précision de la mesure de $A(S_{1/2})$. Cette augmentation drastique de la précision est due à deux facteurs, l'un théorique, l'autre de nature expérimentale.

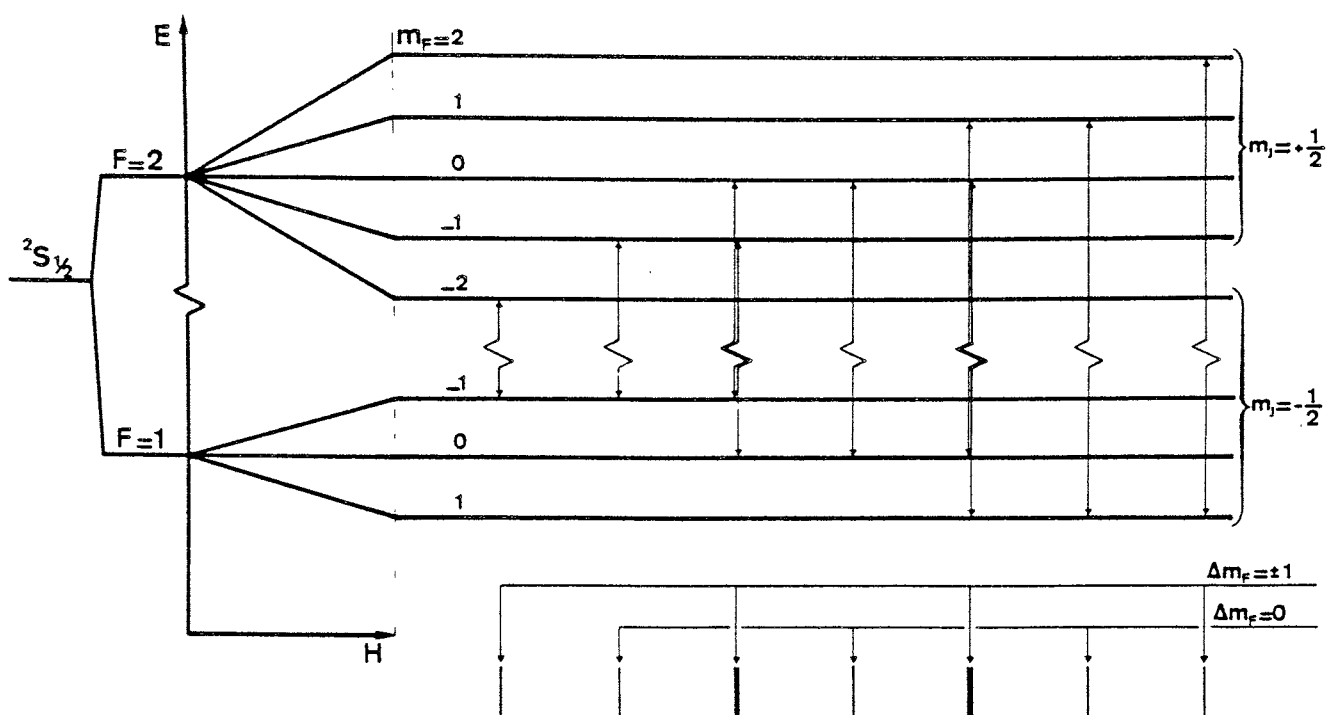
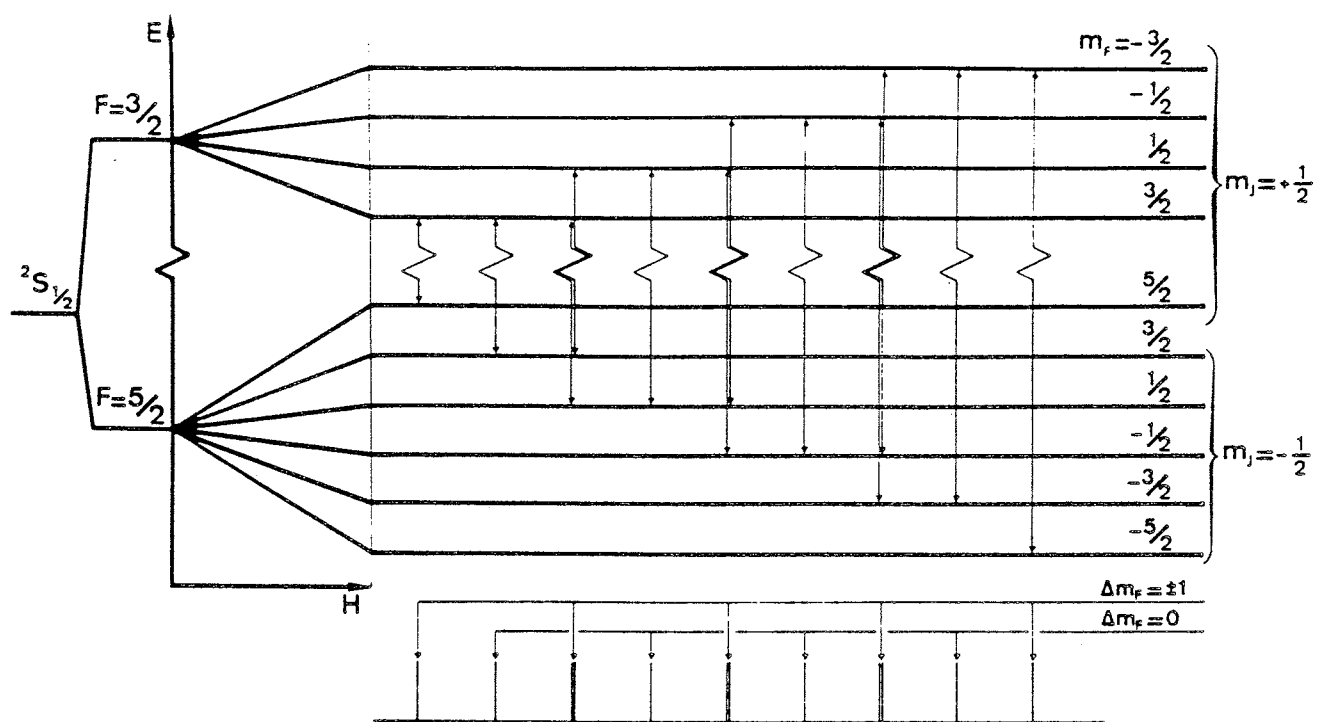


FIGURE 1.F : TRANSITIONS RADIOFREQUENCES

La limitation théorique de la précision est directement liée à la largeur naturelle des niveaux impliqués dans les transitions mesurées, elle même reflétant la durée de vie de ces niveaux. La largeur naturelle du niveau excité limite donc dans l'absolu la précision des mesures optiques. Ce n'est pas le cas des transitions radio-fréquences qui ne font intervenir que des sous-niveaux Zeeman du fondamental. Leur largeur n'est limitée que par le temps d'interaction (principe d'incertitude).

Dans la pratique, la précision sur les mesures optiques est limitée par la stabilité en fréquence du laser (1MHz), l'élargissement Doppler résiduel, et éventuellement, l'erreur liée à la déconvolution (voir chapitre II). Ces limitations ne se retrouvent pas dans les mesures radiofréquences.

Un pompage optique est réalisé dans un des deux niveaux hyperfins du fondamental. Il est ensuite détruit par une transition induite par la radiofréquence si celle-ci correspond à la différence d'énergie entre sous-niveaux Zeeman de chacun des deux niveaux du fondamental. Le champ de fuite de l'hexapôle rend impossible la mesure à champ réellement nul. Sur la figure 1.F, les transitions permises sont représentées. L'espacement des sous-niveaux Zeeman étant au premier ordre identique dans les deux niveaux du fondamental : $\Delta^2 E_z$ (voir a), c'est aussi en première approximation l'espacement entre les transitions :

$$\mu_B B_0 / (I+1/2).$$

La mesure de ces intervalles permet ainsi de calibrer le champ, y compris le champ de fuite de l'hexapôle. Pour un maximum de précision, il faut tenir compte des effets non linéaires en utilisant la formule de Breit-Rabi pour l'espacement entre les niveaux (paragraphe 1.6).

Sur la figure 1.F sont représentées les transitions dipolaires magnétiques entre les sous-niveaux d'un isotope pair (F demi-entier) et impair (F entier). La transition centrale correspond à $M_F=0 \rightarrow M'_F=0$ pour les impairs et à deux transitions non résolues $M_F=-1/2 \rightarrow M'_F=+1/2$ et $M_F=+1/2 \rightarrow M'_F=-1/2$ pour les pairs. Mais dans les deux cas, la fréquence ν_c de cette transition est au premier ordre indépendante du champ magnétique. En se limitant au second ordre, et à partir de la formule de Breit-Rabi, on obtient :

$$h \nu_c = \Delta E_0 + \Delta E_0 x^2 / 2 \quad \text{isotope impair}$$

$$h \nu_c = \Delta E_0 + \Delta E_0 (1 - 1/(2I+1)^2) x^2 / 2 \quad \text{isotope pair}$$

$$\text{avec } x \approx g_J \mu_B B_0 / \Delta E_0 \text{ en négligeant } g_I' \sim 10^{-3} g_I.$$

A partir de ces formules, et après calibration de B_0 , une valeur de ΔE_0 (c'est à dire $A(S_{1/2})$) corrigée des effets du second ordre peut être déduite de la mesure de la transition centrale.

II - APPAREILLAGE ET METHODE DE MESURE

2.1 - INTRODUCTION

Cette expérience avait pour but principal l'étude de la structure hyperfine des isotopes lourds de francium. Des structures d'isotopes de césium et de rubidium ont également été mesurées ou remesurées. La technique employée n'est pas nouvelle pour l'équipe. Déjà en 1977 un dispositif semblable avait été installé au PS puis à ISOLDE au CERN. De nombreux isotopes de Na, K, Rb, Cs, Fr ont ainsi été mesurés⁽²⁻¹⁾.

Le dispositif expérimental, (en dehors du séparateur d'isotopes) comprend le système laser, la zone d'interaction des faisceaux atomiques et lumineux, et la détection.

Les isotopes sont produits sous forme ionique par le séparateur ISOLDE, en ligne avec le synchrocyclotron SC du CERN. Les ions des éléments alcalins sont formés préférentiellement puis sont sélectionnés en masse par ISOLDE. Ces ions de 60 keV sont arrêtés à l'entrée de notre appareillage, puis sont ré-évaporés pour former un jet atomique thermique. Le faisceau lumineux du laser interagit à angle droit avec le jet afin de minimiser le déplacement Doppler. La fréquence du laser est stabilisée et peut être balayée discrètement sous contrôle de l'ordinateur. Comme il l'a été exposé dans le chapitre I, un pompage optique modifie les populations des deux niveaux du fondamental et de leurs sous-niveaux Zeeman. Cela se traduit par une modification de l'orientation des moments magnétiques atomiques. Un hexapôle magnétique permet de sélectionner une de ces deux orientations possibles. Le pompage optique se traduit donc par une variation de la transmission. Un spectromètre de masse classique permet de séparer l'isotope étudié du fond d'isotopes naturels. Entre la zone d'interaction et l'hexapôle, le jet atomique peut croiser une onde progressive radio-fréquence. Elle est guidée par une ligne coaxiale de géométrie appropriée. Le pompage optique ayant modifié les populations des sous-niveaux, la radio-fréquence peut induire des transitions qui les redistribuent et détruisent ainsi l'effet du pompage. Cela se traduit donc aussi par une modification de la transmission.

2.2 - PRODUCTION DES ISOTOPES : ISOLDE

Le SC produit un faisceau de quelques μA de protons de 600 MeV. Pour la production de noyaux éloignés de la stabilité de $Z > 30$, deux types de réactions ont été utilisés. La fission induite de l'uranium ou du thorium est utilisée pour la production de noyaux de Z moyen, riches en neutrons: Rb, Cs. L'excédent de neutrons des produits finaux reflète le rapport N/Z élevé du noyau cible. Il est évident que le francium ($Z=87$, $A \sim 220$) ne peut être produit de cette façon. On utilise alors une réaction de spallation dont le résultat est de former des noyaux de Z et A légèrement inférieurs à ceux de la cible. Il s'agit d'une réaction périphérique dans laquelle l'énergie déposée est évacuée par évaporation de particules. L'évaporation de neutrons étant privilégiée, cette réaction tend à produire des noyaux déficients en neutrons. La cible doit être proche de l'élément à produire. On utilise l'uranium ou le thorium pour le francium et le lanthane pour le césium. L'utilisation de cibles à base d'uranium pose des problèmes de radio-protection à cause de la quantité de radon produite. ISOLDE est capable d'accepter une forte radioactivité et en particulier les émanations de radon. Le hall d'expérience où se trouve notre spectromètre est isolé de la cible par un mur de béton étanche.

Dans la cible chauffée à plus de 2000°C par effet Joule, les produits de la réaction diffusent et quittent la cible. Les éléments de faible potentiel d'ionisation (alcalins, alcalino-terreux) sont ionisés par effet thermo-ionique dans un tube de tantale chauffé vers 2000°C ⁽²⁻²⁾. Le temps de diffusion dans la cible et de transit dans la ligne d'ionisation, voisin de la seconde, limite la production d'isotopes de courte durée de vie. Les ions sont accélérés à 60kV, séparés en masse et conduits par une ligne de transport jusqu'à notre appareillage. Cette ligne, outre un aiguillage qui permet de diriger le faisceau vers les diverses expériences, possède un certain nombre de déflecteurs et d'éléments optiques permettant de le positionner et de le focaliser à l'entrée du spectromètre. La figure 2.A représente le séparateur d'isotopes ISOLDE et la figure 2.B rassemble les productions de césium et de francium. L'absence des masses 214 à 219 de francium est due à leur très courte durée de vie qui les fait disparaître avant qu'ils n'aient pu sortir de la cible.

2.3 - ZONE DU JET ATOMIQUE RADIO-ACTIF

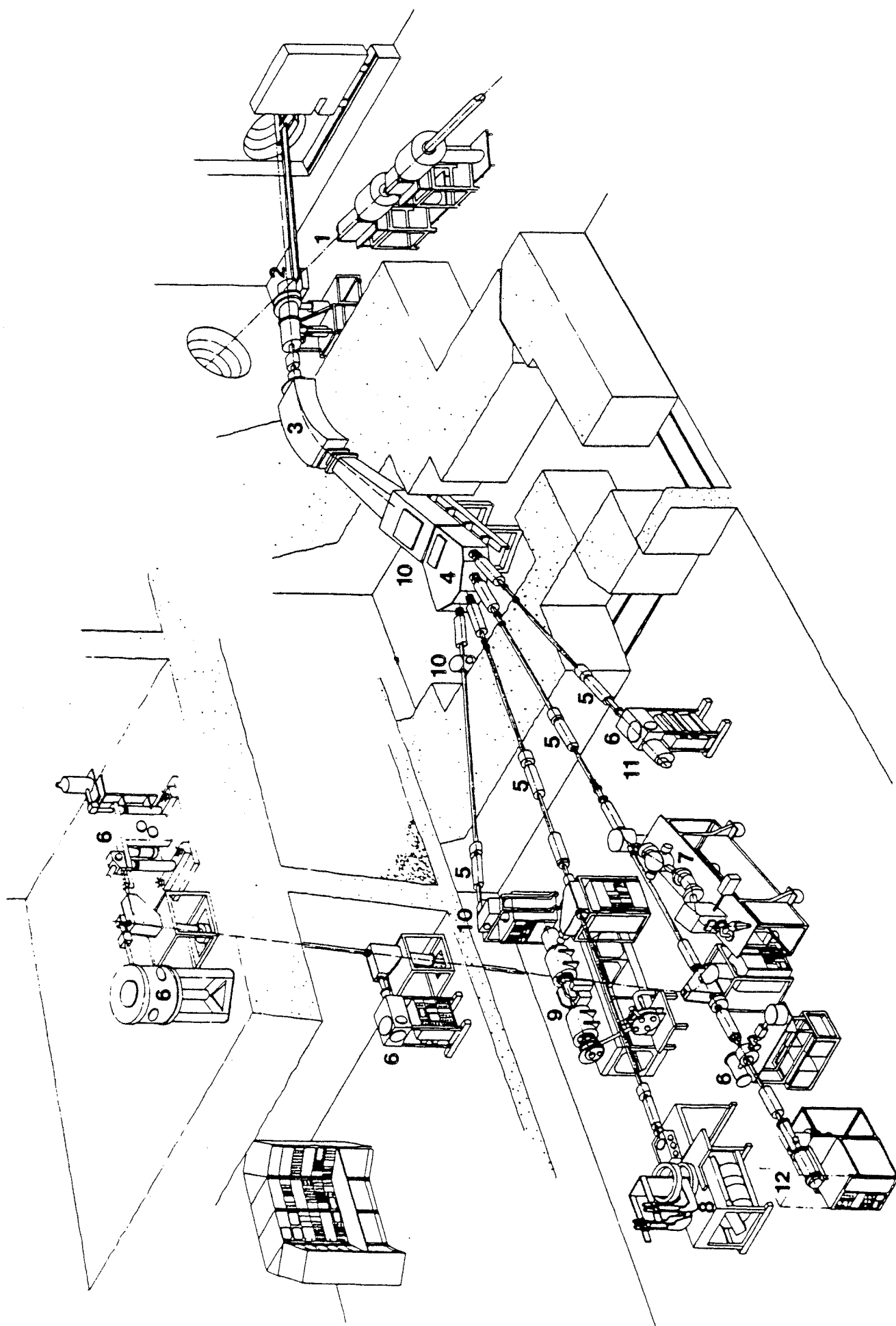
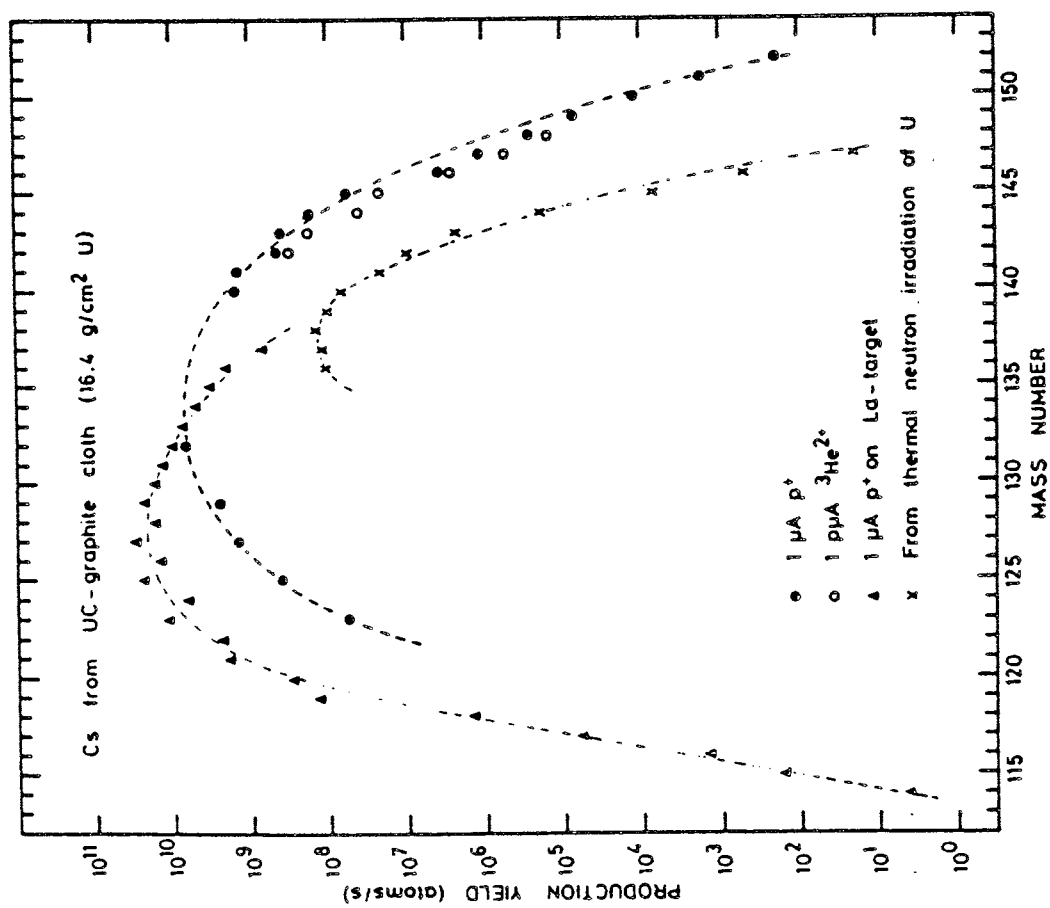
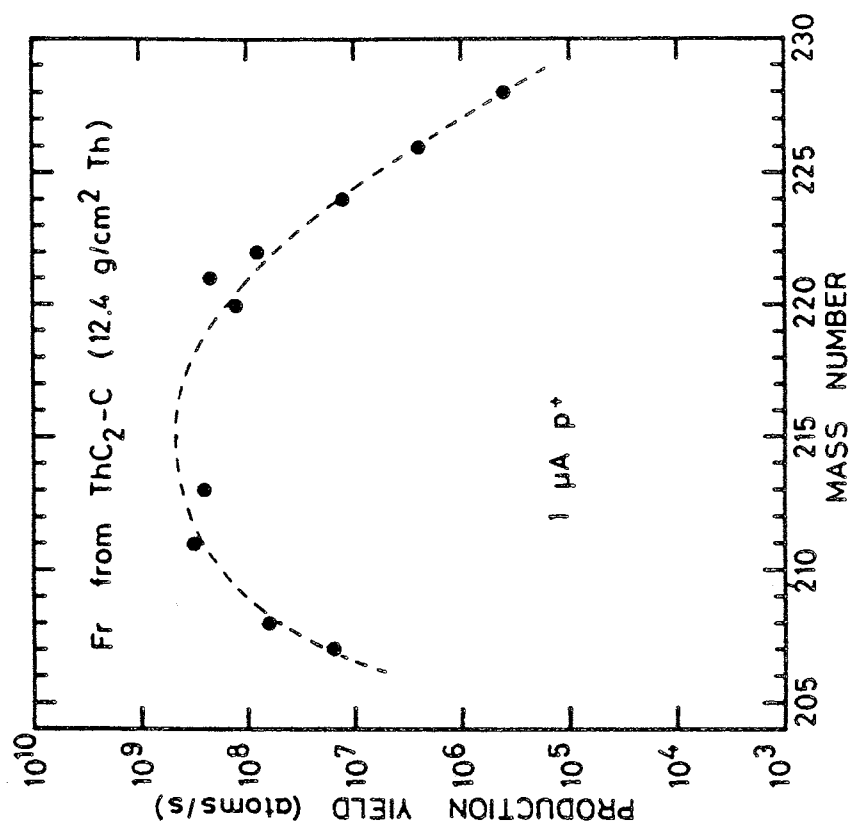


FIGURE 2.A : ISOLDE



Il s'agit de la région dans laquelle les isotopes se trouvent à l'état atomique. Il ne faut pas oublier que les méthodes de mesures exposées succinctement dans le chapitre précédent portent sur des atomes alcalins alors qu'ISOLDE fournit des ions. Il faut donc les ralentir et les neutraliser pour former un jet atomique thermique. Ils seront ionisés à nouveau à l'entrée du spectromètre de masse. Entre ces deux étapes, se produit l'interaction entre la lumière laser et le jet atomique puis l'analyse en M_j par l'hexapôle magnétique.

La géométrie du neutraliseur est définie sur la figure 2.C. Il est constitué de tantale recouvert en partie d'yttrium. Le tout est chauffé à environ 1200°C. Les ions sont implantés dans le tantale, mais sont réévaporés rapidement. Une tension de polarisation entre les extrémités du neutraliseur crée un champ électrique qui dirige les ions thermalisés vers la zone couverte d'yttrium. Ce métal de faible fonction de travail ionise peu les alcalins. De plus, une tension de polarisation de ~200 V appliquée sur le neutraliseur permet de confiner les ions jusqu'à leur sortie sous forme atomique.

A la sortie du neutraliseur, les faisceaux atomique et lumineux interagissent à angle droit. Cette configuration permet en principe de s'affranchir de l'effet Doppler dû à la vitesse des atomes. Dans la pratique, le faisceau laser est renvoyé à 180° par un miroir d'orientation réglable. La non orthogonalité des faisceaux se traduit alors par un élargissement des résonances. La direction du faisceau lumineux peut ainsi être ajustée afin d'obtenir la largeur minimale.

Les atomes croisent ensuite une ligne coaxiale dans laquelle une onde progressive peut se propager perpendiculairement au faisceau atomique (figure 2.D). Cette ligne, initialement de symétrie cylindrique évolue vers une forme parallélépipédique dans la zone d'interaction pour ensuite redevenir cylindrique et se fermer sur une terminaison de 50 ohms. L'impédance est maintenue sensiblement constante afin d'éviter les réflexions. La puissance radiofréquence vue par les atomes est donc directement proportionnelle à celle fournie par le générateur et son amplificateur. Un générateur synthétisé (Rohde et Schwartz) est utilisé; sa fréquence maximale est de 1GHz mais peut être portée à 2GHz par un doubleur extérieur. La puissance est fournie par un amplificateur à réponse linéaire et à large bande (0,4-2GHz) de 2 Watts.

Cette région où les transitions optique et radiofréquence sont induites baigne dans un champ magnétique homogène créé par deux bobines

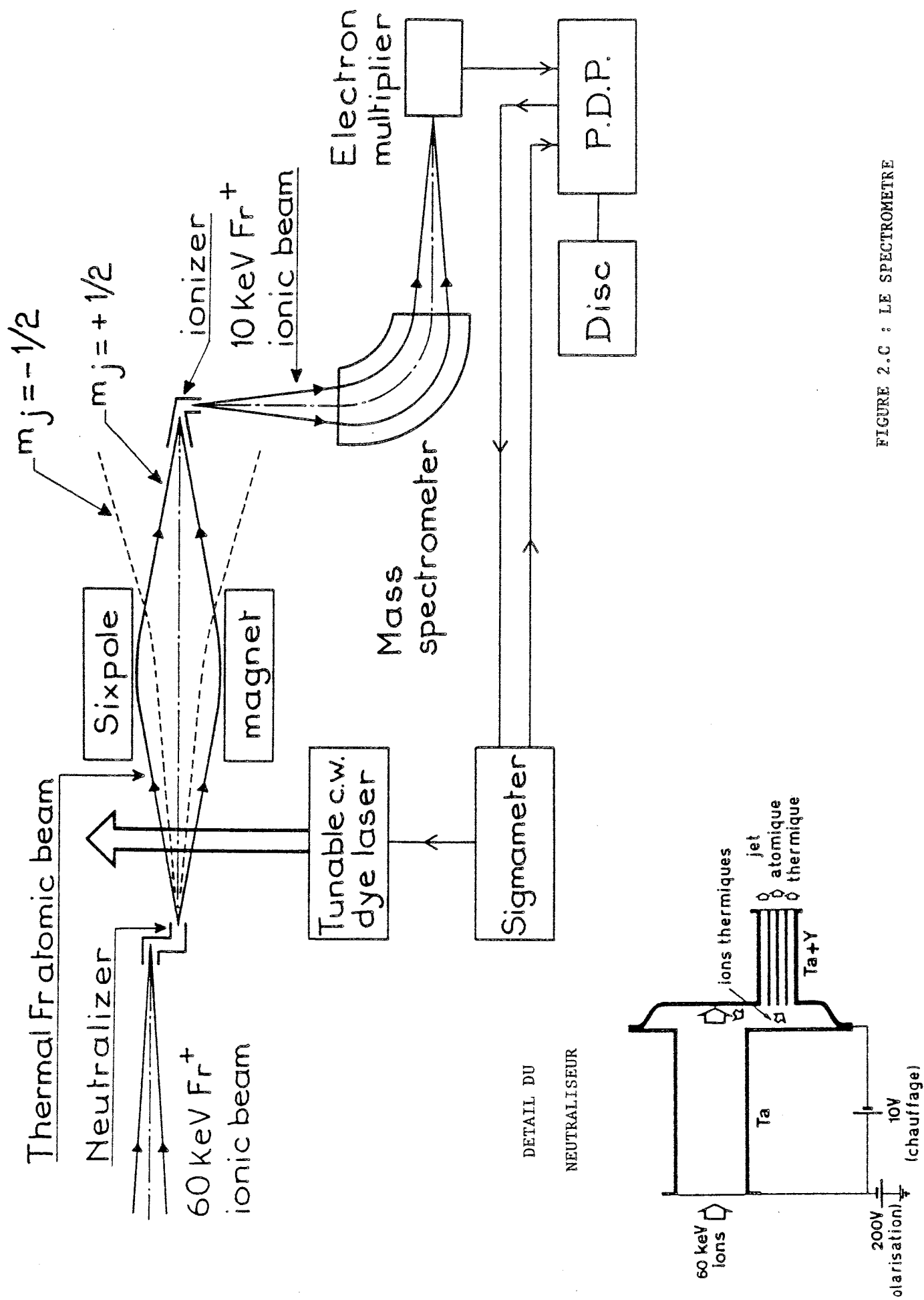


FIGURE 2.C : LE SPECTROMETRE

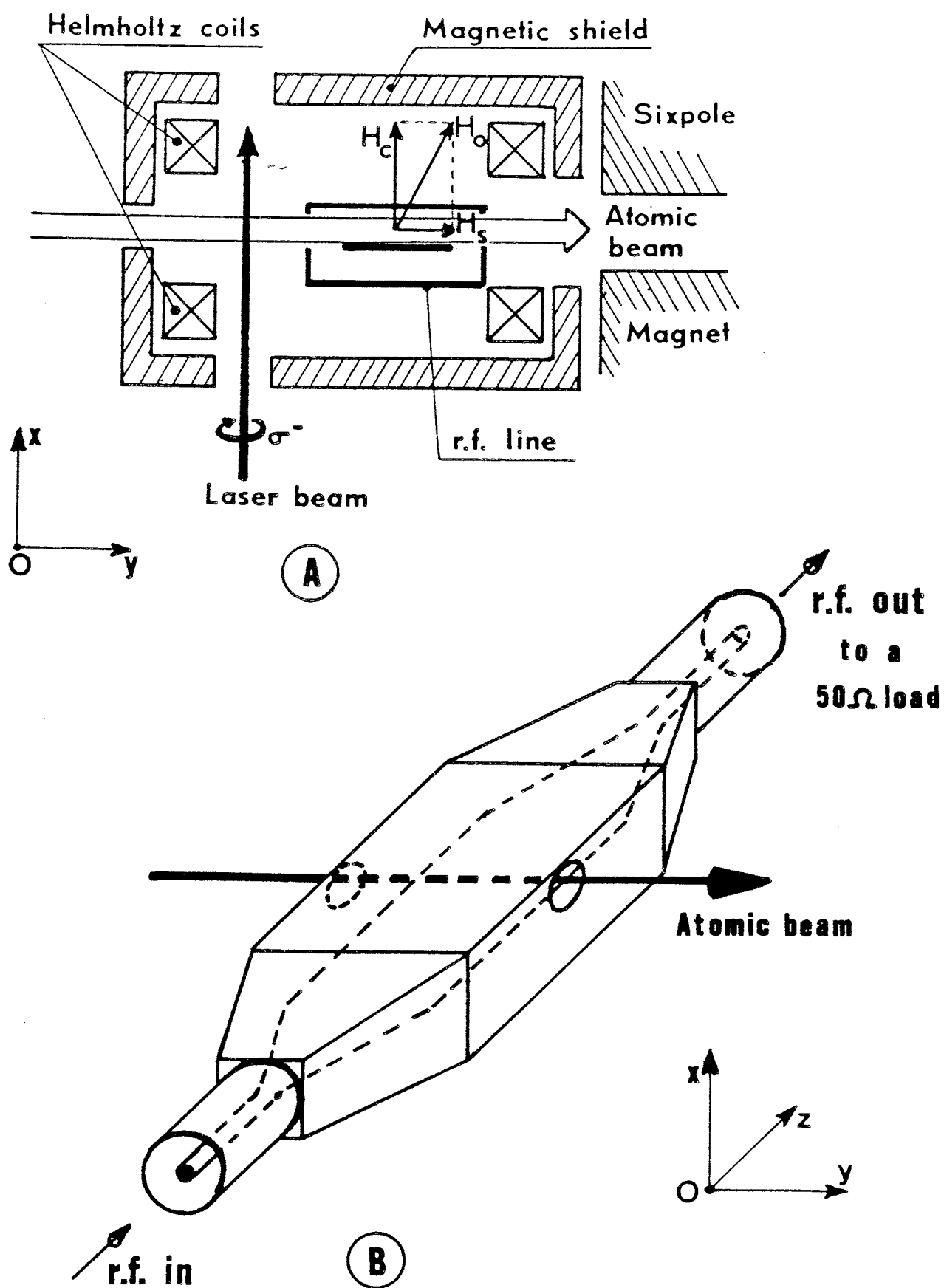


FIGURE 2.D : LA ZONE D'INTERACTION

de Helmholtz. Il sert à définir l'axe de quantification et à lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman (voir chapitre I). Un blindage d'Armco et de mu-métal protège la région des champs magnétiques parasites. Ce champ magnétique directeur est perpendiculaire au champ radiofréquence. Toutefois, compte tenu de la géométrie de la ligne radiofréquence, il existe localement des composantes du champ magnétique radiofréquence parallèles au champ directeur.

Dans le chapitre précédent, on a vu que les atomes pouvaient être sélectionnés en fonction de $M_J = \pm 1/2$ à l'aide d'un champ magnétique suffisamment fort. Pour qu'une séparation spatiale puisse être réalisée, il convient d'utiliser un champ fortement inhomogène. Un aimant permanent hexapolaire est utilisé. Il est précédé et suivi de collimateurs refroidis à l'azote liquide. Le second collimateur piège les atomes de $M_J = -1/2$ qui sont défocalisés. Ceux de $M_J = +1/2$ sont focalisés et traversent l'ouverture pour atteindre le détecteur. Le champ de fuite de l'hexapôle permet une transition adiabatique entre le champ faible de la zone d'interaction et le champ fort à l'intérieur de l'hexapôle.

Au niveau de la zone d'interaction avec la radiofréquence, ce champ de fuite (qui est par symétrie dirigé suivant l'axe de l'hexapôle) est parallèle à la composante principale du champ radio-fréquence. Il est par contre fortement inhomogène.

2.4- LA DETECTION

Les atomes étant difficilement détectables, ils sont d'abord ionisés et accélérés. Mais, des quantités considérables d'atomes naturels indésirables, provenant du neutraliseur ou de l'ioniseur sont également ionisés. Il est donc indispensable de sélectionner les ions de l'isotope étudié. Les techniques habituelles de spectrométrie de masse sont utilisées.

La sélection chimique est effectuée en exploitant le faible potentiel d'ionisation des alcalins. Un tube de tantale coudé et chauffé est utilisé pour ioniser sélectivement les alcalins par effet thermo-ionique. Sa température ne doit pas être trop élevée afin de ne pas ioniser les alcalino-terreux naturels.

A la sortie de l'ioniseur est placée une électrode d'extraction suivie d'un système optique électrostatique afin de focaliser le

faisceau d'ions sur la fente d'entrée du spectromètre magnétique. La sortie du tube ioniseur a en conséquence la forme d'une fente large ($\sim 0,5$ mm). La tension appliquée sur l'ioniseur (10kV) fixe l'énergie des ions. La sélection en masse est réalisée par un secteur magnétique qui permet d'éliminer les masses indésirables et en particulier les isotopes naturels. (L'aimant a un rayon de 0,3 m, un angle de déflexion de 90° , n'a pas d'indice mais a des faces inclinées à $26,15^\circ$). Le champ vaut typiquement 6700 gauss pour la masse 220 et 9 keV d'énergie cinétique. Une fente de sortie dans le plan image de la fente d'entrée réalise la sélection en masse.

Au niveau de la détection des ions, un problème supplémentaire apparaît car le francium et ses descendants possèdent de nombreux isotopes de durées de vie de l'ordre de l'heure. Cela pose un problème de contamination au niveau du détecteur. Un multiplicateur d'électrons utilisé directement verrait de l'activité s'accumuler sur sa première dynode. Un multiplicateur d'électrons à dynode mobile est utilisé⁽²⁻³⁾. La première dynode est constituée par une bande de mylar aluminisée dont le défilement est contrôlé. L'activité peut ainsi être éliminée. Les électrons produits par la surface aluminisée sont focalisés sur la première dynode du multiplicateur d'électrons.

2.5 - LE SYSTEME LASER

Ce domaine est sous la responsabilité du laboratoire Aimé Cotton avec lequel nous collaborons depuis de nombreuses années.

Un laser à colorant fonctionnant en mode unique est utilisé. L'énergie est fournie par un laser à gaz $(Kr)^+$ qui effectue une inversion de population au sein des niveaux des molécules du colorant. Ces deux lasers proviennent de l'industrie (Coherent Radiation). La densité de niveaux moléculaires étant grande, la distribution en fréquence des photons de désexcitation est large. La longueur (réglable) de la cavité permet de sélectionner la fréquence qui sera amplifiée. Sa stabilité étant insuffisante, la fréquence laser doit être asservie pour obtenir une stabilité dans le temps compatible avec la durée des mesures sur des isotopes rares (quelques heures). Elle doit également être programmable. Ces deux fonctions sont assurées par le dispositif mis au point par P. Juncar et J. Pinard : le sigmamètre⁽²⁻⁴⁾. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson dont la différence de marche (200 cm) est maintenue rigoureusement constante par un asservissement. Un des

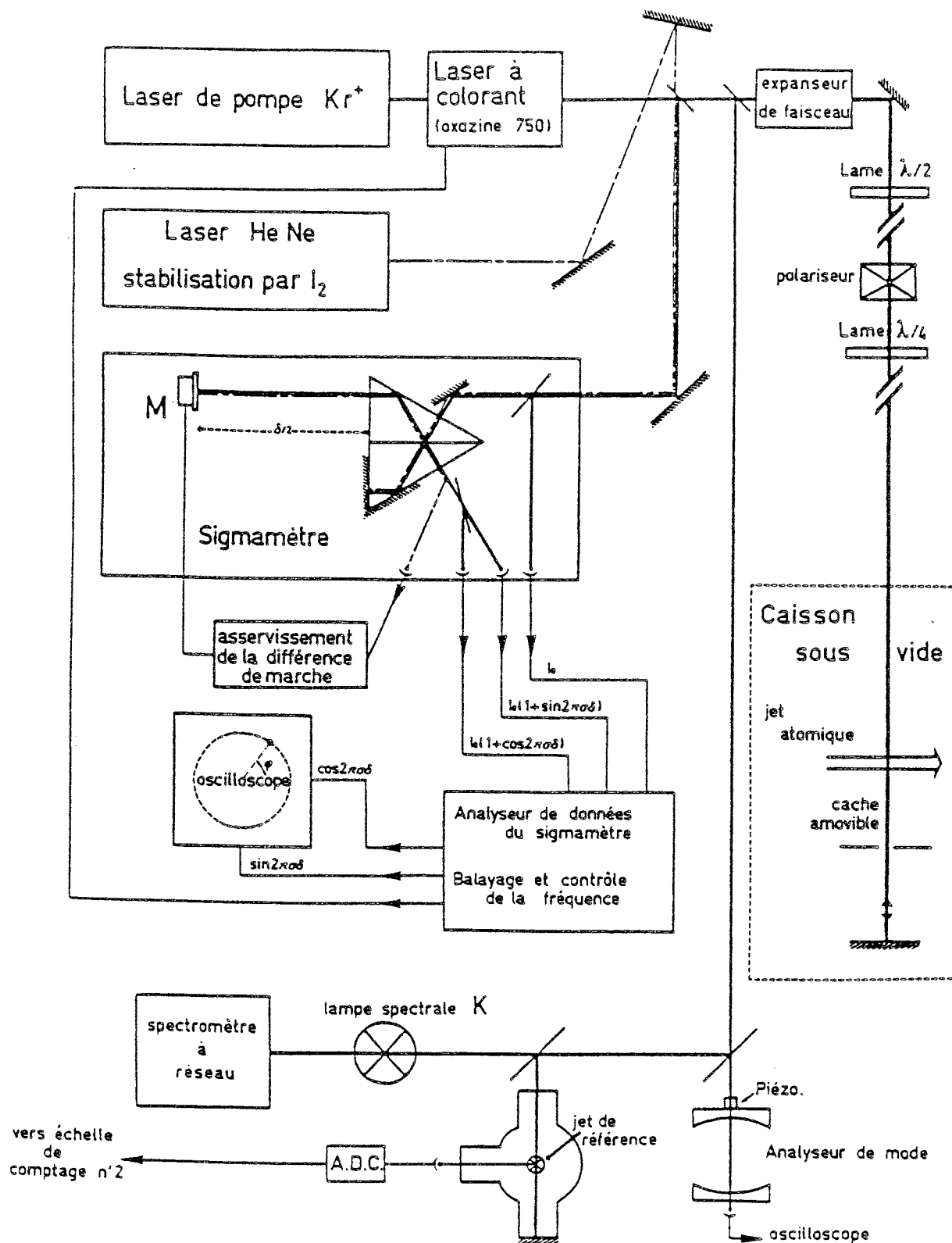


FIGURE 2.E : LE SYSTEME LASER

miroirs est fixé sur un élément piézo-électrique. La différence de marche est alors asservie à l'aide d'un laser hélium-néon, lui-même asservi sur une raie de l'iode. On obtient ainsi une stabilité à long terme meilleure que le MHz ainsi que des mesures de référence sur la raie D_1 de ^{23}Na l'ont montré. Le sigmamètre permet le balayage de la fréquence par pas multiples de 0,9359 MHz. Le changement de fréquence peut être effectué de deux manières: déclenché ou manuel. Le mode manuel permet de passer rapidement d'un pic à l'autre: des raies positives aux négatives ou de l'isotope mesuré à celui de référence. Dans le mode déclenché, une impulsion émise par le système d'acquisition induit un changement de fréquence d'un pas. Dans les deux cas, le sigmamètre envoie au système d'acquisition un signal qui incrémente ou décrémente un registre (registre up-down) en fonction du nombre de pas effectués et de leur direction (hautes ou basses fréquences).

Dans le cas du francium, une partie du faisceau laser traverse une cellule contenant de la vapeur d'iode dont on observe par transmission les raies moléculaires. Celles-ci étant recensées⁽²⁻⁵⁾, elles servent de références absolues en fréquence. Lorsqu'il existe un isotope stable de l'élément à mesurer, un jet atomique auxiliaire de cet isotope est utilisé. Une fraction de la lumière laser le traverse et sa fluorescence est observée à l'aide d'un photomultiplicateur. Les raies de cet isotope servent alors de référence pour les mesures. Le francium ne possédant pas d'isotope stable, un des plus abondamment produits est utilisé (^{212}Fr). Une raie de cet isotope est enregistrée après chaque série de mesures. Le passage d'un isotope à celui de référence est réalisé manuellement aussi bien au niveau du laser (fréquence) que du séparateur d'isotopes et du spectromètre de masse (champ magnétique). L'intensité du faisceau d'ISOLDE dépend de celle des protons accélérés dans le SC. Cette dernière est de nature fluctuante, et afin de ne pas confondre une fluctuation avec un pic, à chaque cycle, une mesure de normalisation est effectuée en l'absence de lumière (voir paragraphe 2.6.c). Ceci est réalisé au moyen d'un obturateur, commandé par le système d'acquisition et qui s'interpose dans le trajet du faisceau lumineux.

2.6 - LE CONTROLE ET L'ACQUISITION DES DONNEES

L'appareillage électrique/électronique comprend les diverses alimentations, le système d'acquisition et de contrôle, et l'ordinateur.

a) Partie purement électrique

La partie purement électrique comprend les alimentations basse tension du champ magnétique, du chauffage du neutraliseur et de l'ioniseur et haute tension pour la réaccélération après l'ionisation. Ces diverses alimentations sont commandées manuellement. Leurs valeurs ne sont modifiées que rarement (à chaque changement d'isotope pour le champ magnétique). Les mesures sur les isotopes étudiés et sur la référence n'ont pas à être alternées rapidement puisque la fréquence laser est stable sur plusieurs heures grâce au sigmamètre.

b) Cycle de mesure

Avant de décrire le système d'acquisition, il convient de présenter le cycle de mesure (figure 2.F). Le faisceau d'ISOLDE est continu, la structure en temps doit être fixée par un séquenceur. Celui-ci est constitué d'une horloge programmable qui définit le début des diverses opérations et la longueur du cycle. Elle est normalement remise à zéro et relancée à chaque fin de cycle. Les durées de ces opérations sont fixées par des compteurs. Une mesure avec lumière succède à une mesure sans lumière pendant laquelle est éventuellement enregistrée la fluorescence du jet auxiliaire. A la fin de chaque cycle, une impulsion est envoyée à un compteur présélectionné en fonction du nombre de cycles par pas laser désiré (supercycle). Il y a d'autant plus de cycles par supercycle que l'isotope est rare afin d'obtenir une statistique satisfaisante. Lorsque le nombre de cycles est atteint, le compteur envoie au sigmamètre un signal d'in/décrémentatation. Les diverses échelles de comptage sont alors vidées dans la mémoire centrale de l'ordinateur. En début de cycle et avec une fréquence qui dépend de la période des isotopes étudiés, la bande du multiplicateur d'électrons à dérouleur est avancée d'une longueur présélectionnée. Le déroulement dans le temps et la répétition de ces cycles sont sélectionnés manuellement. Le nombre de pas laser qu'il est possible d'enregistrer est 512. Cela n'inclut pas les avances rapides réalisées manuellement afin de sauter un intervalle de fréquence inintéressant. Le nombre de pas laser effectués et les avances rapides sont sous le contrôle de l'opérateur, mais sont enregistrées par l'ordinateur.

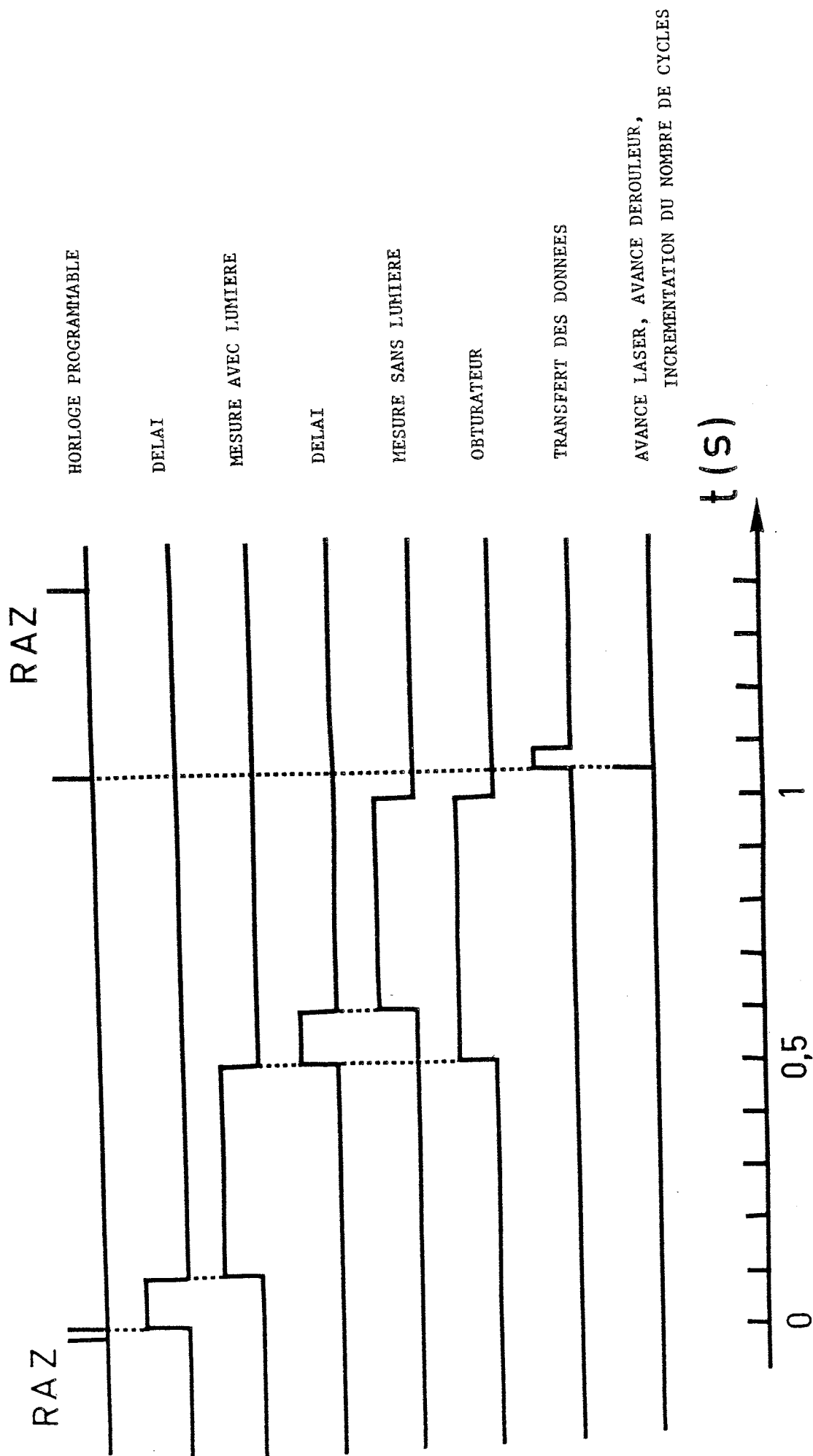


FIGURE 2.F : SEQUENCE DE MESURE

c) Acquisition des données

Cette partie, contrairement à ce qui a été décrit jusqu'alors est sous le contrôle de l'ordinateur par l'intermédiaire d'une interface CAMAC. Les modules utilisés, qu'ils proviennent de l'industrie ou du laboratoire, sont au standard CAMAC. L'acquisition des données se fait à l'aide de trois échelles qui enregistrent:

- 1) L'intensité du jet atomique analysé avec lumière
- 2) L'intensité du jet atomique analysé sans lumière
- 3) La fluorescence du jet auxiliaire ou celle de l'iode dans la cellule.

A la fin de chaque supercycle, elles sont lues et remises à zéro automatiquement par l'ordinateur.

Un module essentiel est le tiroir "up-down" qui est un compteur/décompteur qui garde la trace de la fréquence du laser (un nombre de pas standard) qu'elle soit modifiée automatiquement (après chaque supercycle) ou manuellement et dans quelque direction que ce soit. D'autres modules permettent de valider par le logiciel les signaux délivrés par le séquenceur ou de contrôler à partir de la console certaines opérations: obturation de lumière, obturateur du faisceau d'ISOLDE.

d) L'ordinateur

L'ordinateur utilisé est un PDP-11/34 pour lequel des programmes spécifiques de ces expériences de spectroscopie atomique ont été développés depuis 1978. Pour l'acquisition, le langage utilisé est le CASIC de Schlumberger qui offre l'avantage de permettre la gestion des interruptions dans un langage évolué sous le moniteur RT-11. Le programme d'acquisition vide les registres de comptage à la fin de chaque supercycle et stocke leurs contenus dans autant de tableaux. L'intensité du jet atomique avec lumière et en fonction du temps (des pas laser) est normalement visualisé sur un écran rafraîchi à chaque supercycle. On peut visualiser également l'intensité du jet atomique sans lumière et effectuer une normalisation par division ou différence des spectres avec et sans lumière. La fréquence (en pas unitaire) du laser, le spectre de l'iode peuvent aussi être affichés à

la demande sur l'écran. Toutes ces opérations peuvent évidemment se dérouler en même temps que l'acquisition. A la fin de la mesure qui comprend plusieurs raies de l'isotope étudié et une raie de l'isotope de référence, l'ensemble des données contenu dans les quatre tableaux est transféré depuis la mémoire centrale jusque dans un fichier sur disque dur. A chaque nouvelle mesure est associé un fichier nouveau. A la fin de chaque prise de données, les fichiers sont copiés sur disquettes huit pouces et rapatriés à Orsay pour un traitement sur un ordinateur similaire.

2.7 - LE TRAITEMENT DES DONNEES

Dans ce paragraphe, est décrit le dépouillement des données qui conduit d'abord aux fréquences ν_i , ($i=1,2,3,5,6$) correspondant aux transitions entre niveaux hyperfins. Les facteurs spectroscopiques $A(S_{1/2})$, $A(P_{3/2})$, $B(P_{3/2})$ et le déplacement isotopique sont ensuite extraits.

a) Identification des pics

La numérotation des transitions (voir paragraphe 1.7) est définie par rapport aux niveaux hyperfins qu'elles connectent. Par exemple ν_3 (raie "Zeeman") correspond à la transition $P_{3/2}(F=I+3/2) - S_{1/2}(F=I+1/2)$. A chaque isotope mesuré est associé un spectre comprenant en général cinq pics qu'il faut identifier aux transitions ν_i . A part pour ν_3 , contrairement à ce que pourrait laisser penser le paragraphe 1.7, cela n'est pas toujours immédiat. L'identification des pics par leurs positions relatives comparées au diagramme de la figure 1.B n'est valable que si les moments magnétiques et quadrupolaires (c'est-à-dire les facteurs spectroscopiques) sont positifs, ce qui est le cas en général. Le changement de signe des facteurs spectroscopiques a pour conséquence de modifier l'ordre des niveaux de M_J donnés du fondamental et de l'excité. Ainsi dans le cas d'un moment magnétique négatif, la succession des transitions en fonction de la fréquence devient 6,5,4 puis 3,2,1, la transition 4 étant encore inobservable. Le signe négatif du moment magnétique fait que ce sont maintenant les transitions 6 et 5 qui conduisent à des pics négatifs. Deux pics négatifs suivis de trois positifs est donc le signe d'un moment magnétique négatif. Le moment

quadrupolaire peut aussi engendrer des inversions de niveaux dans l'état excité. Cela est à envisager lorsque les facteurs spectroscopiques calculés sortent des normes. Les intensités relatives des pics de résonance fournissent souvent une bonne source d'identification⁽¹⁻¹⁰⁾.

b) Détermination de la position des pics

La position d'un pic est définie par son barycentre après normalisation et soustraction du fond. L'ordinateur sur lequel s'effectue le dépouillement est identique à celui qui a servi à la prise de données. Les spectres relus sur disquettes sont stockés dans des tableaux et peuvent être visualisés de la même façon que lors de leur acquisition. Ces tableaux contiennent l'intensité du jet atomique avec et sans lumière en fonction du nombre de pas laser (f_i). A chaque canal correspond une valeur de ces trois grandeurs.

L'intensité du faisceau d'ISOLDE étant fluctuante et sa mesure imprécise, la normalisation est effectuée à partir de l'intensité sans lumière (voir paragraphe précédent). La différence y_i des intensités avec et sans lumière est effectuée canal par canal.

i) Pics séparés: les pics sont repérés visuellement et encadrés manuellement par deux marqueurs qui définissent la limite entre le pic et le fond. La moyenne des contenus des quelques premiers canaux en dehors de cet intervalle est prise comme valeur du fond. Le centre du pic peut donc être défini par

$$\bar{f} = \sum (y_i - y_{\text{fond}}) f_i / \sum (y_i - y_{\text{fond}})$$

où la somme porte sur les numéros des canaux compris entre les deux marqueurs. Puisque les pics sont divisés en canaux, une erreur liée à cette discrétisation existe. Pour la diminuer, on calcule le barycentre en faisant varier les limites de l'intervalle sur lequel porte la somme de quelques canaux (~ 5) de part et d'autre des marqueurs. La moyenne arithmétique de ces valeurs est alors prise comme fréquence de la transition. L'erreur commise est estimée par la dispersion de ces valeurs qui est supérieure à l'erreur statistique provenant des y_i et y_{fond} .

ii) Pics non séparés: lorsque les pics ne sont pas séparés, il convient d'effectuer une déconvolution afin d'obtenir leurs positions. Tout d'abord, la forme de ces pics doit être définie. Théoriquement il s'agit d'une lorentzienne, mais expérimentalement, elle est élargie, en particulier par l'effet Doppler résiduel. La forme expérimentale F est

la convolution d'une lorentzienne L et d'une gaussienne G . Dans la pratique, elle est simulée par une somme : $F = \alpha L + (1 - \alpha)G$ où α représente la "proportion" de lorentzienne rendant compte de la longue traîne des pics. La largeur de ces deux composantes est prise identique: γ . Un pic isolé peut donc se paramétriser par $hF(x - \bar{x}, \gamma, \alpha)$ où \bar{x} , est sa position et h sa hauteur. Lorsque plusieurs pics ne sont pas séparés, pour chacun, $\bar{x}, h, \gamma, \alpha$ sont optimisés par une méthode de moindres carrés:

$$S^2(h_1, \bar{x}_1, \dots) = \sum ((y_i - y_{\text{fond}}) - h_1 F(x_i - \bar{x}_1, \gamma_1, \alpha_1) - h_2 F(x_i - \bar{x}_2, \gamma_2, \alpha_2))^2$$
est à minimiser. Les équations qui en découlent ne sont linéaires qu'en h . On utilise donc une méthode de minimisation numérique qui consiste à se déplacer par pas dans l'espace des $h, \bar{x}, \gamma, \alpha$ dans la direction opposée au gradient de S^2 , la longueur des pas étant progressivement réduite. L'erreur commise en déterminant le centre des pics de cette façon est difficilement estimable. Des essais à partir de pics de caractéristiques connues et générés par programme ont été réalisés. Le résultat de la déconvolution était alors soit très bon (erreur inférieure à un canal) soit correspondait à un minimum secondaire de S^2 assez éloigné des valeurs attendues. Il suffisait alors de changer de position de départ dans le programme pour converger vers les valeurs correctes. Dans le traitement des pics réels, le critère de validité de la déconvolution était que les paramètres ajustés fussent comparables à ceux obtenus pour des pics séparés. L'erreur sur la position a alors été estimée à un pas laser (un canal).

c) Correction de l'effet Zeeman

Comme il l'a été précisé au paragraphe 1.6, sous l'effet du champ magnétique directeur, les niveaux hyperfins se scindent en sous-niveaux équidistants. Les transitions dont il a été question plus haut sont donc la superposition non résolue de transitions entre sous-niveaux Zeeman du fondamental et de l'excité. La fréquence mesurée correspond donc au barycentre des fréquences associées aux transitions entre sous-niveaux. Les facteurs de pondération sont les intensités relatives des couplages entre ces niveaux par une transition dipolaire : $|\langle F' M'_F | 1 M_F M_F \rangle|^2$ avec $M = 0, \pm 1$ suivant la polarisation de la lumière. Le décalage entre la fréquence de transition hyperfine et la valeur mesurée peut donc ainsi être calculé et la valeur expérimentale corrigée en conséquence. Cela sous-entend que le champ magnétique ait été calibré.

d) Extraction des facteurs spectroscopiques

A ce stade, les pics ont été associés à des transitions entre niveaux identifiés et les fréquences ν_i de celles-ci ont été déterminées et corrigées de l'effet Zeeman. Les relations entre les ν_i et les facteurs spectroscopiques ($A=A(S_{1/2})$, $a=A(P_{3/2})$, $b=B(P_{3/2})$) peuvent être développées à partir de la formule du paragraphe 1.3 qui relie les facteurs spectroscopiques au déplacement hyperfin. On obtient ainsi cinq équations linéaires à quatre inconnues A, a, b, ν_{bc} . C'est à partir de ν_{bc} , barycentre de la structure hyperfine, que le déplacement isotopique est défini. Les quatre inconnues ainsi que leurs erreurs calculées à partir de celles des ν_i sont fournies par un calcul classique de moindres carrés.

2.8 - LES MESURES RADIOFREQUENCES

Qu'il s'agisse de mesures de spin ou de séparation hyperfine dans le fondamental, le principe de la mesure est le même. Le laser accordé sur une transition effectue un pompage optique dans le fondamental ce qui induit une diminution (ou augmentation) de l'intensité du jet atomique. La radiofréquence est alors balayée sans que la fréquence du laser le soit. A chaque fois que la radiofréquence correspond à une transition entre sous niveaux Zeeman, elle détruit le pompage optique et le jet atomique recouvre son intensité normale, ce qui se traduit par un pic.

Du point de vue du contrôle et de l'acquisition, la différence avec les autres mesures réside en ce que c'est la radiofréquence et non la fréquence du laser qui est balayée. La radiofréquence est fournie par un générateur synthétisé programmable par GPIB. La version R.F. du programme contrôle donc les pas en fréquence par l'intermédiaire d'une interface CAMAC/GPIB.

Pour ces mesures, une calibration du champ magnétique est nécessaire puisque l'espacement des sous-niveaux lui est lié. Elle n'a pas besoin d'être précise pour les déterminations de spin et elle est effectuée à l'aide d'un isotope de spin connu. Pour ce qui est de la mesure de la séparation des niveaux dans le fondamental, le champ magnétique doit être calibré précisément.

Il faut tenir compte également du champ de fuite de l'hexapôle dans la zone d'interaction qui n'est plus négligeable. Pour cela, le champ est calibré par l'espacement entre les résonances pour plusieurs valeurs de courant dans la bobine créant le champ directeur. Une série de mesures à courant nul (champ de fuite de l'hexapôle uniquement) est également réalisée.

La détermination de la position des pics est faite de la même façon que dans le paragraphe précédent.

III - RESULTATS

Ce chapitre rassemble les résultats qui ont été obtenus dans cette expérience. L'interprétation de ces résultats en tant que reflets de la structure nucléaire est reportée aux chapitres V et VI une fois le cadre théorique précisé dans le chapitre IV. Dans les deux paragraphes suivants, sont présentés successivement les résultats des mesures de spins, des facteurs spectroscopiques et du déplacement isotopique d'isotopes de césium et de francium. Les valeurs de μ , Q_s , $\Delta\langle r^2 \rangle$ en sont déduites par les méthodes présentées dans les chapitres précédents.

3.1 - ISOTOPES DE CESIUM

Les isotopes de césium avaient déjà été étudiés intensivement par l'équipe dans le passé⁽³⁻¹⁾. Aussi seuls deux isotopes nouveaux ont pu être mesurés: ^{118}Cs et ^{146}Cs . La structure hyperfine de la raie D_2 des isotopes $^{118-146}\text{Cs}$ est représentée sur la figure 3.A.

a) Spins

Les spins mesurés sont respectivement 2 et 1 pour ^{118}Cs et ^{146}Cs ; ils étaient jusqu'alors inconnus.

b) Facteurs spectroscopiques et déplacement isotopique

Ce sont les grandeurs directement mesurables, elles sont rassemblées dans le tableau suivant:

A_X	I	$A(^2S_{1/2})$ MHz	$A(^2P_{3/2})$ MHz	$B(^2P_{3/2})$ MHz	$\Delta\nu_{bc}^{133,A}$ MHz
^{118}Cs	2	6034(7)	127(4)	202(24)	272(10)
^{146}Cs	1	- 1602,8(6,4)	- 35,1(2,8)	31,8(4,9)	- 2611(4)

Tableau 3-A

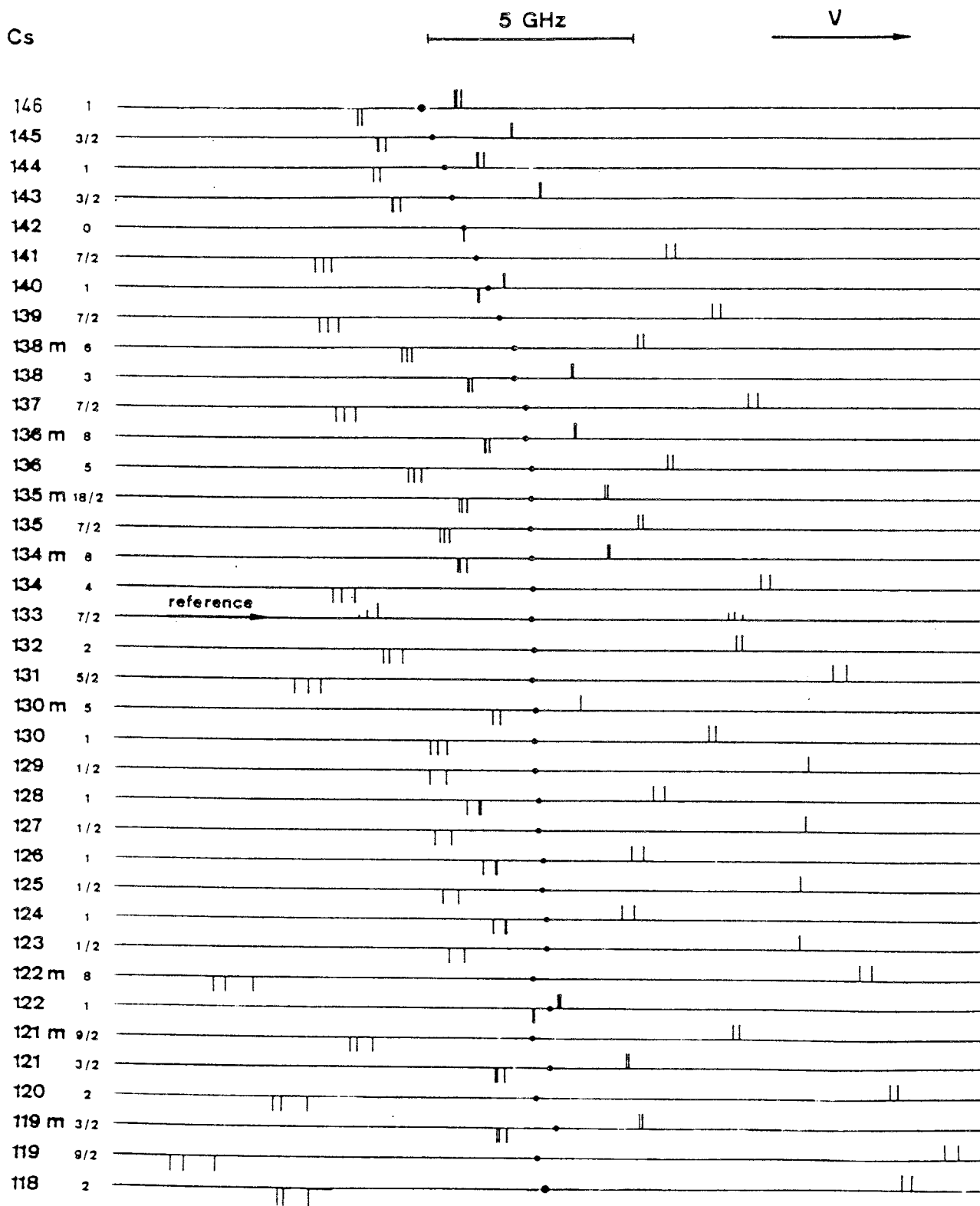


FIGURE 3.A : STRUCTURE HYPERFINE DES ISOTOPES DE CESIUM

c) Moments magnétiques

Pour la calibration du champ magnétique électronique, ^{133}Cs est l'isotope (stable) de référence, son moment magnétique ayant été mesuré en absolu⁽³⁻²⁾ : $\mu = 2,582065$ (9) μ_N , $A(S_{1/2}) = 2298,157943$ (5) MHz et $I = 7/2$. Les moments magnétiques de $^{118-146}\text{Cs}$ peuvent alors être déduits des facteurs spectroscopiques $A(^2S_{1/2})$ mesurés (Tableau 3-B).

d) Moments quadrupolaires spectroscopiques

En l'absence de mesure directe du moment quadrupolaire d'un isotope de césium, il faut utiliser pour Q_s/B le résultat d'un calcul théorique. A partir de la formule du paragraphe 1.4 et en utilisant $\langle r^{-3} \rangle = 1,227$ d'après A. Rosen et I. Lingren⁽³⁻³⁾, et $(1-R)^{-1} = 0,807$ d'après Sternheimer et Peierls⁽³⁻⁴⁾, on obtient $Q_s/B = 6,9998 \times 10^{-3}$ barn/MHz.

e) Variation du rayon carré moyen

Dans le paragraphe 1.5, on a vu que la variation du rayon carré moyen de charge était liée au déplacement isotopique, une fois l'effet de masse soustrait. Cet effet n'est pas négligeable pour le césium ($A \sim 130$); sa composante de Bohr est aisément calculable à partir de la fréquence de la raie considérée $\nu(D_2) = 351$ THz : $\Delta\nu_{nm}/\nu_{bc} = m_e \Delta(1/M_A) = 193 \Delta(1/A)$ GHz. L'énergie de liaison nucléaire peut ici être négligée et l'on a donc utilisé $M_A \sim Au$ où u est l'unité de masse atomique. Quant à l'effet spécifique de masse, son signe reste inconnu et sa magnitude serait au plus voisine de l'effet de Bohr. En conséquence et de même que pour les mesures passées⁽³⁻⁵⁾ sa contribution a été supposée nulle.

Une fois l'effet de masse soustrait, le déplacement isotopique restant est lié à la variation du rayon carré moyen par $\Delta\nu_{vol} = F(Z)\Delta\langle r^2 \rangle$. $F(Z=55)$ est calculée à partir des formules du paragraphe 1.5 (Ce calcul sera plus détaillé dans le paragraphe suivant dans le cas du francium). La probabilité de présence de l'électron au centre est donnée par la formule de Fermi-Segré appliquée à ^{133}Cs dont le moment magnétique et le facteur $A(^2S_{1/2})$ ont été mesurés indépendamment. On obtient $F = -2313$ MHz/fm².

Les résultats de ces opérations sont rassemblés dans le tableau suivant : 3-B.

A_X	μ (μ_n)	Q_S (b)	$\Delta \langle r^2 \rangle_{133,A}$ (fm^2)
^{118}Cs	3,876 (5)	1,41 (17)	- 0,197 (2)
^{146}Cs	- 0,515 (2)	0,223 (34)	1,185 (2)

Tableau 3-B

Le déplacement isotopique de ^{118}Cs avait déjà été mesuré dans le passé (mais pas sa structure hyperfine). La nouvelle valeur diffère notablement de l'ancienne. Cette dernière se traduisait par une variation brutale du rayon carré moyen difficilement explicable. La nouvelle valeur est dans la continuité de celles des isotopes plus lourds. Il est très probable que lors de l'unique mesure antérieure, le laser ait sauté d'un mode à un autre sans que cela ne soit décelé.

La variation du rayon carré moyen des isotopes de césium de $A=118$ à $A=146$ est représentée sur la figure 5.A (chapitre V).

3.2 - ISOTOPES DE FRANCIUM

C'est l'étude des isotopes de francium qui a produit le plus grand nombre de données nouvelles et qui sont les plus intéressantes du point de vue de la physique nucléaire. Les spins⁽³⁻⁶⁾ et la structure hyperfine⁽³⁻⁷⁾ des isotopes $^{208-213}\text{Fr}$ avaient déjà été mesurés. Ces mesures ont été étendues à dix nouveaux isotopes dont 9 du côté riche en neutrons où des calculs théoriques prédisent l'existence d'une déformation octupolaire stable. La figure 3.B rassemble les structures hyperfines de tous ces isotopes.

a) Spins

Les spins inconnus de $^{207,223-228}\text{Fr}$ ont été mesurés pour la première fois.

b) Facteurs spectroscopiques

Les facteurs $A(^2S_{1/2})$, $A(^2P_{3/2})$, $B(^2P_{3/2})$ ont été mesurés pour ces

Fr **Half life** **Spin**

207 14.8s **9/2**

208 58.6s **7**

209 50s **9/2**

210 192s **6**

211 186s **9/2**

212 1200s **5**

213 34.6s **9/2** **N = 126**

214 5×10^{-3} s

215 0.09×10^{-6} s

216 0.7×10^{-6} s

217 22×10^{-6} s

218 0.7×10^{-3} s

219 21×10^{-3} s

220 27.4s **1**

221 294s **5/2**

222 864s **2**

223 1308s **3/2**

224 198s **1**

225 236s **3/2**

226 48s **1**

227 148.2s **1/2**

228 39s **2**

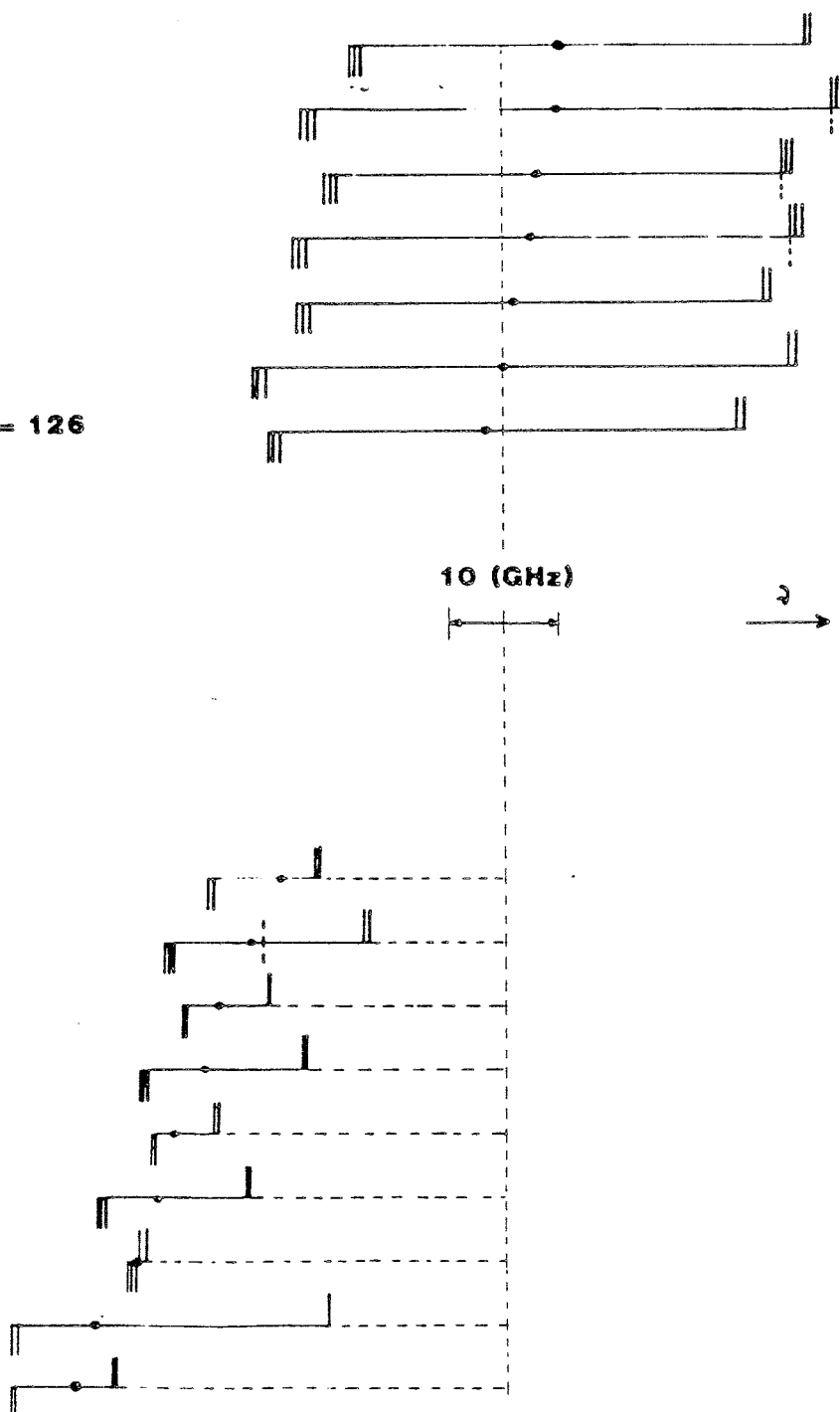


FIGURE 3.B : STRUCTURE HYPERFINE DES ISOTOPES DE FRANCIUM

dix nouveaux isotopes. Ils sont rassemblés dans le tableau suivant (3-C) avec les anciennes mesures.

c) Moments magnétiques

Le moment magnétique de ^{211}Fr a été mesuré directement $\mu = 4,00(8) \mu_N^{(3-8)}$. La calibration du champ magnétique électronique est donc effectuée sur cet isotope. Il faut en principe tenir compte de l'anomalie hyperfine $A_{\Delta}^{A'}$ (cf. paragraphe 1.4) dans l'extraction des moments magnétiques. Elle peut être déduite de la variation d'un isotope à l'autre du rapport $A(^2S_{1/2})/A(^2P_{3/2})$. A l'anomalie hyperfine près, ce rapport se réduit à celui des champs magnétiques électroniques et ne dépend donc que de l'élément considéré. Les valeurs de moments magnétiques portées dans le tableau 3-D ne tiennent pas compte d'une éventuelle anomalie hyperfine.

A	I	$A(^2S_{1/2})$ MHz	$A(^2P_{3/2})$ MHz	$B(^2P_{3/2})$ MHz	$\Delta\nu_{bc}^{212,A}$ MHz
207	9/2	8484(1)	90,7(6)	-42(13)	5239(4)
208	7	6650,7(8)	72,4(5)	1(10)	5003(3)
209	9/2	8606,7(9)	93,3(5)	-62(5)	3133(2)
210	6	7195,1(4)	78,0(2)	51(4)	2603(1)
211	9/2	8713,9(8)	94,9(3)	-51(7)	901(3)
212	5	9064,2(2)	97,2(1)	-26(2)	0
213	9/2	8759,9(6)	95,3(3)	-36(5)	-1641(2)
220	1	-6539(11)	-68(6)	123(9)	-20808(11)
221	5/2	6206(2)	65(2)	-259(16)	-23569(8)
222	2	3070(3)	33(1)	133(9)	-26262(3)
223	3/2	7654(2)	83,3(9)	308(3)	-27922(2)
224	1	3876(1)	42,1(7)	136(1)	-30891(1)
225	3/2	6980(8)	77(3)	346(13)	-32297(6)
226	1	699(4)	7(1)	-356(4)	-34401(1)
227	1/2	29458(4)	316(2)	-	-38352(2)
228	2	-3731(4)	-41(2)	627(12)	-40077(5)

Tableau 3-C

d) Moments quadrupolaires spectroscopiques

Comme pour le césium, on doit utiliser le résultat de calculs théoriques pour l'estimation de B/Q_s . La valeur utilisée⁽³⁻⁹⁾ est $B/Q_s = 263 \text{ MHz b}^{-1}$.

e) Variation du rayon carré moyen de charge

Il faut calculer son rapport de proportionnalité F avec le déplacement isotopique. En suivant la procédure décrite dans le paragraphe 1.4, on obtient $f(Z=87, A=220) = 112,48 \text{ GHz/fm}^2$. D'autre part, $|\psi_s(0)|^2$ est calculée à partir de la formule de Fermi-Segré appliquée à ^{211}Fr , qui relie $A(S_{1/2})$ et μ . Les valeurs de $\delta = 0,18$, $\epsilon = 0$, $F_r = 2,8$ proviennent de la référence⁽¹⁻⁴⁾. Elles conduisent à $|\psi_s(0)|^2 = 5,34 \text{ a}_0^{-3}$. Pour β_e , la valeur de 1,1 a été utilisée⁽¹⁻⁹⁾. Finalement, la valeur $F = -24,00 \text{ GHz/fm}^2$ est obtenue et permet de calculer les valeurs de $\Delta\langle r^2 \rangle$ tabulées ci-dessous. Elles diffèrent de celles publiées⁽³⁻¹⁰⁾ d'un facteur ~ 2 , les termes correctifs F_r dans la formule de Fermi-Segré ayant été omis par erreur.

Pour le francium, l'effet de masse est très faible. Avec $\nu(D_2) = 417 \text{ THz}$, l'effet de masse est $\Delta\nu_{\text{nm}} = 229\Delta(1/A) \text{ GHz}$, ce qui correspond à 76 MHz (soit $2 \cdot 10^{-3}$) entre les isotopes ^{212}Fr et ^{228}Fr . Cet effet est néanmoins pris en compte pour le calcul de $\Delta\langle r^2 \rangle$. L'effet spécifique de masse qui est au plus du même ordre que l'effet normal mais qui n'est pas connu précisément est ici négligé. L'incertitude sur $\Delta\langle r^2 \rangle$ portée dans ce tableau ne tient compte que de celle du déplacement isotopique. Elle n'inclut pas l'erreur systématique pouvant provenir du calcul de F , de l'ordre de 2 %.

Le tableau suivant (3-D) rassemble les moments extraits de la structure hyperfine ainsi que la variation du rayon carré moyen de charge dont l'évolution est représentée sur la figure 6.A.

f) Anomalie hyperfine

L'anomalie hyperfine ($0,1\% \mu_I$) traduit l'effet de la distribution du magnétisme dans le volume nucléaire qui influence les mesures de $A(S_{1/2})$ mais pas celles de $A(P_{3/2})$. Si on suppose que le rapport des g_I (dans la formule du paragraphe 1.4) est le même que celui des $A(P_{3/2})$

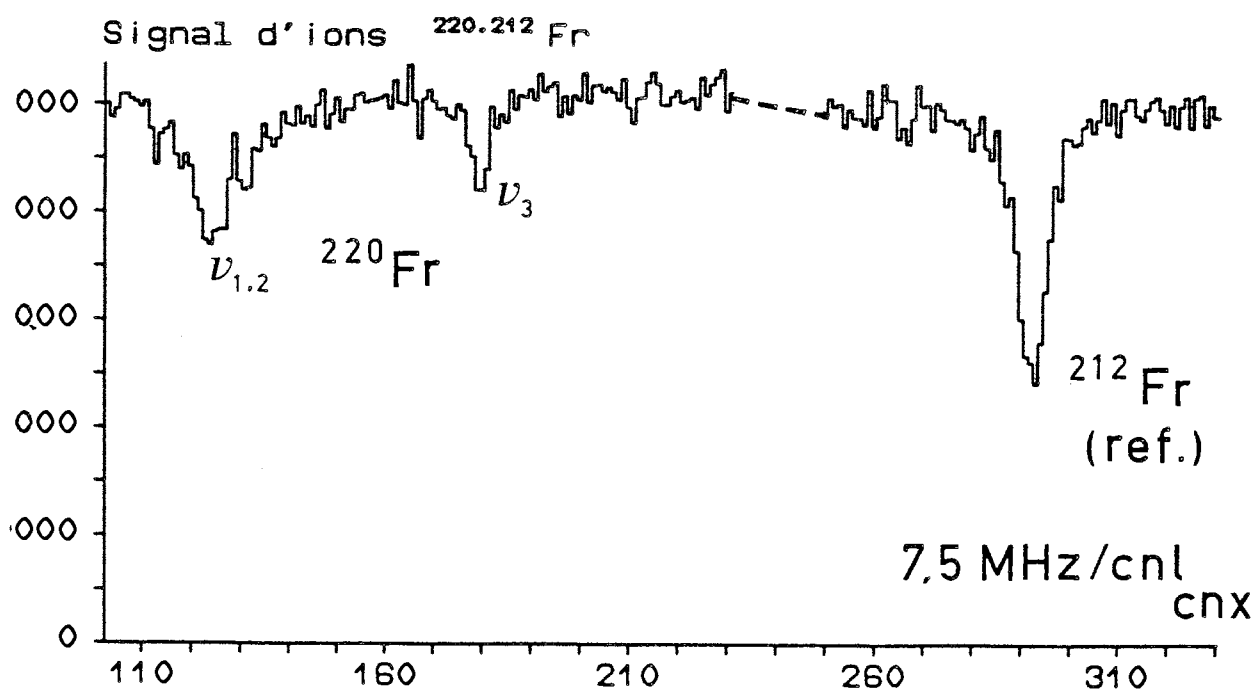
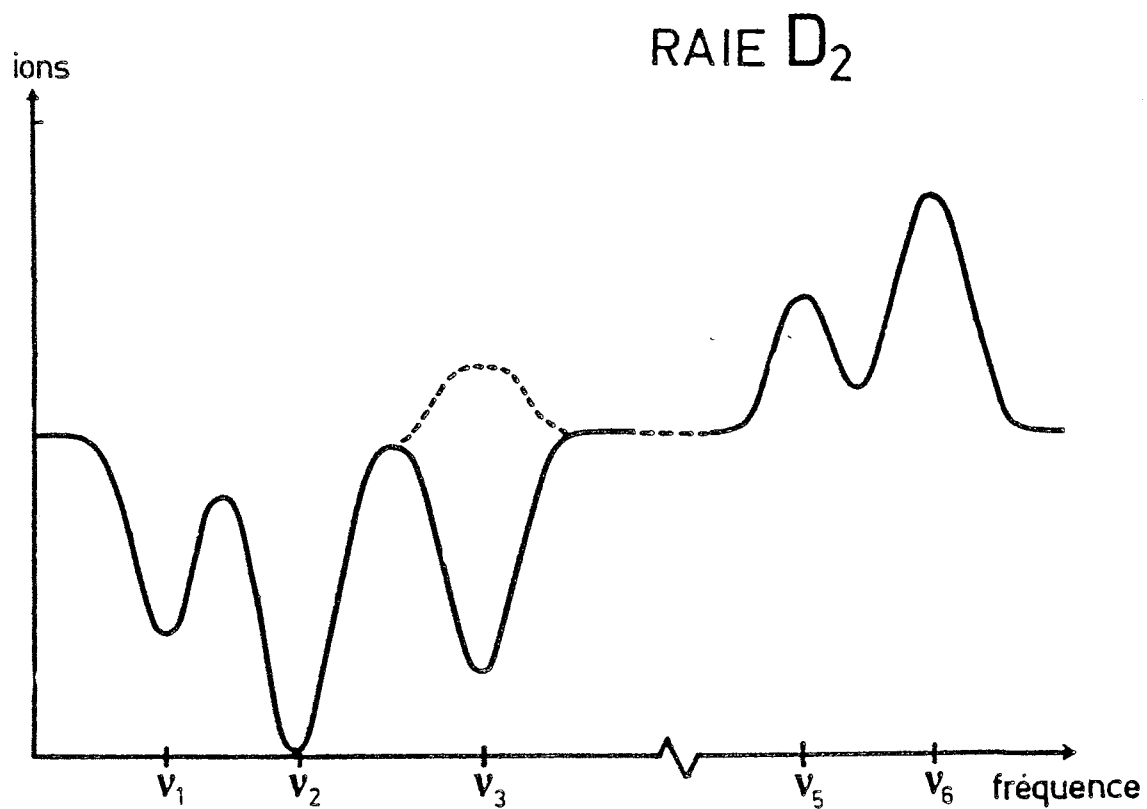


FIGURE 3.C : EXEMPLE DE PICS OPTIQUES

mesurés avec moins de précision, on aboutit à :

$$1 + \frac{A_{\Delta} A'}{A(S_{1/2}; Z, A)} = \frac{A(S_{1/2}; Z, A)}{A(S_{1/2}; Z, A')} \times \frac{A(P_{3/2}; Z, A')}{A(P_{3/2}; Z, A)}$$

A	μ_I (μ_N)	Q_s (b)	$\Delta \langle r^2 \rangle$ fm^2	A_{Δ}^{212}
207	3,89(8)	-0,16(5)	-0,21794(16)	+0,003(7)
208	4,75(9)	0,004(38)	-0,20804(12)	-0,014(7)
209	3,95(8)	-0,24(2)	-0,13043(8)	-0,011(6)
210	4,40(9)	0,19(2)	-0,10831(4)	-0,011(3)
211	4,00(8)	-0,19(3)	-0,03757(4)	-0,015(3)
212	4,62(9)	-0,10(1)	0	0
213	4,02(8)	-0,14(2)	0,06829(8)	-0,014(3)
220	-0,67(1)	0,47(3)	0,86725(45)	n. s.
221	1,58(3)	-0,98(6)	0,98269(33)	"
222	0,63(1)	0,51(4)	1,09534(12)	"
223	1,17(2)	1,17(1)	1,16507(8)	"
224	0,40(1)	0,517(4)	1,28937(4)	"
225	1,07(2)	1,32(5)	1,34862(22)	"
226	0,071(2)	-1,35(2)	1,43700(4)	"
227	1,50(3)	-	1,60249(8)	"
228	-0,76(2)	2,38(5)	1,67522(20)	"

Tableau 3-D (Francium Z=87)

Les valeurs de $A_{\Delta} A'$ se trouvent dans le tableau précédent. $A_{\Delta} A'$ est de l'ordre du pour-cent pour les légers mais n'est pas significative pour les lourds compte tenu des barres d'erreur sur $A(P_{3/2})$.

g) Mesure absolue de nombres d'ondes

Les raies moléculaires de l'iode servent de référence pour les mesures absolues comme il l'a été indiqué dans le chapitre II. Les nombres d'ondes des raies de l'iode sont rassemblés dans un atlas⁽²⁻⁵⁾ et leur incertitude ($\pm 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) limite la précision sur les nombres

d'ondes absolus mesurés. Ils sont exprimés en cm^{-1} dans le vide. L'isotope mesuré est ^{212}Fr qui est l'un des plus abondants.

On a obtenu : (3-11)

$$\begin{aligned}\sigma_{bc}(D_1) &= 12\,237,409(2) \text{ cm}^{-1} \\ \sigma_{bc}(D_2) &= 13\,923,997(2) \text{ cm}^{-1}\end{aligned}$$

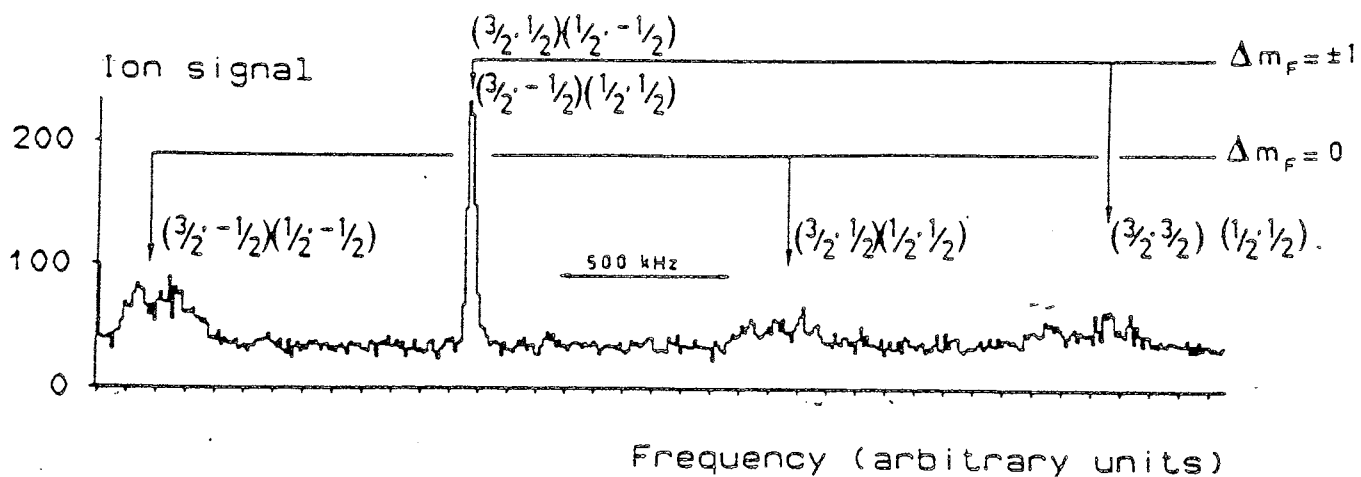
Le nombre quantique effectif n^* a été défini en 1.2.c à partir des niveaux d'énergie des atomes alcalins mesurés relativement au potentiel d'ionisation. Celui-ci a été calculé théoriquement par une méthode relativiste à Z corps, et la valeur obtenue est $32\,841 \text{ cm}^{-1}$ (3-12), ce qui conduit pour le fondamental à $n_{7s1/2}^* = 1,83$. Le nombre quantique effectif de l'excité se calcule à partir de $\sigma(D_1)$: $n_{7p1/2}^* = 2,31$. Ces deux valeurs seront utilisées par la suite.

3.3 - MESURES RADIOFREQUENCES

Ces mesures permettent une amélioration substantielle (trois ordres de grandeur) de la précision sur la séparation hyperfine du fondamental c'est à dire sur $A(^2S_{1/2})$. Ces mesures ont été limitées aux isotopes ^{76}Rb , ^{77}Rb , ^{82}Rb , ^{84}Rb , ^{140}Cs , ^{226}Fr dont la structure du fondamental est inférieure à 2GHz, limite supérieure actuelle de la source de radio-fréquence.

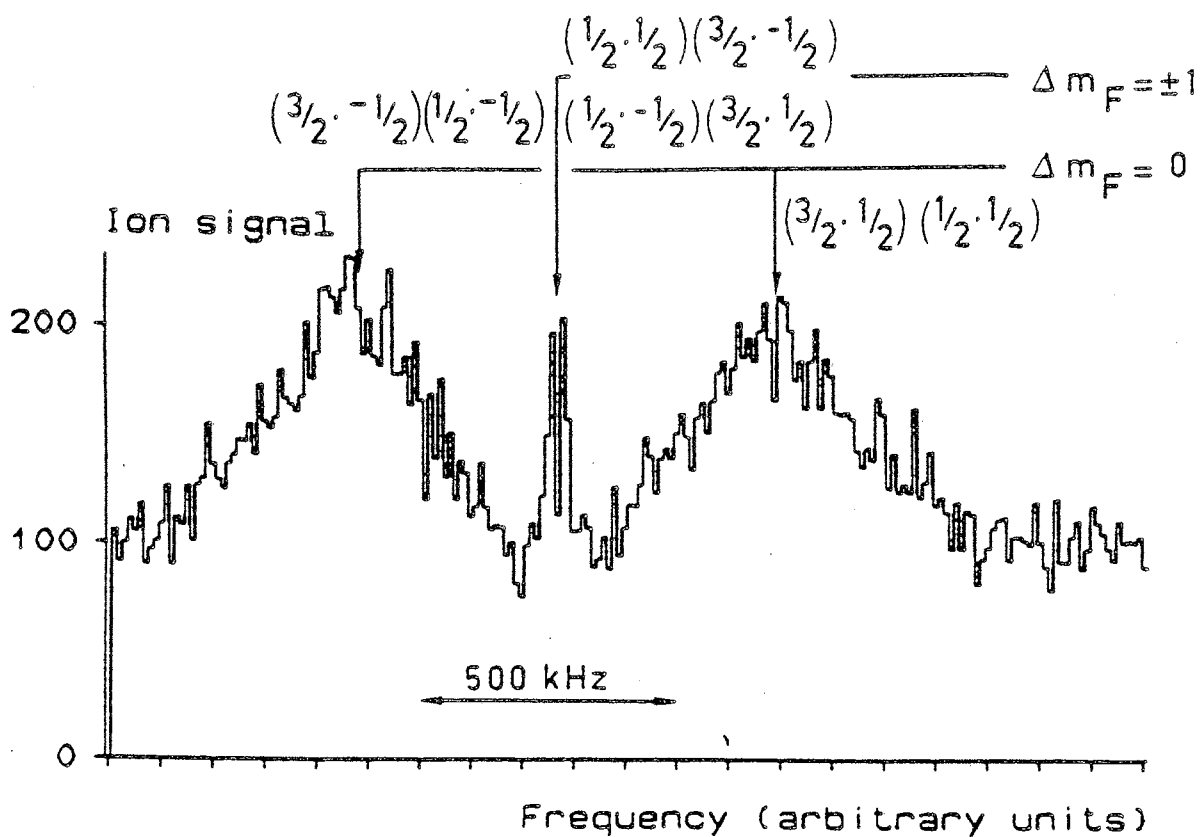
Comme on l'a vu dans le paragraphe 1.8, pour ces mesures de précision, c'est la transition centrale qui est la plus intéressante puisqu'elle ne dépend que quadratiquement du champ magnétique extérieur. Elle correspond à $\Delta M_F = 0$ (isotopes impairs) ou $\Delta M_F = \pm 1$ (isotopes pairs). Les transitions $\Delta M_F = 0(\pm 1)$ sont induites lorsque les champs statique et radio-fréquence sont parallèles (perpendiculaires). On utilise donc le champ produit par les bobines de Helmholtz pour les isotopes pairs et le champ de fuite de l'hexapôle (pas de courant dans les bobines) pour les isotopes impairs. Toutefois, les transitions normalement non observables sont quand même présentes bien que de faible intensité. Cela est dû à la présence locale d'une composante du champ radiofréquence parallèle au champ des bobines et perpendiculaire au champ de fuite. Ce dernier étant inhomogène, les transitions $\Delta M_F = 0$ sont très larges sauf celle du centre qui ne dépend que quadratiquement du champ.

Avant chaque série de mesures, une calibration du champ principal et du champ de fuite est réalisée. Le champ de fuite vaut de 0,45 à



(a)

AVEC CHAMP MAGNETIQUE DIRECTEUR



(b)

SANS CHAMP MAGNETIQUE DIRECTEUR

FIGURE 3.D : EXEMPLE DE PICS RADIOFREQUENCES

0,59 G, suivant la magnétisation résiduelle du blindage, et le champ des bobines de Helmholtz varie de 1,2 à 1,3 G, suivant l'intensité du courant. Un balayage en radiofréquence par pas de $\sim 20\text{kHz}$ permet de localiser les résonances et, par leur écartement, d'obtenir le champ. Une fois la composante centrale localisée, une mesure avec des pas de 1 ou 2 kHz est réalisée. La fréquence correspondant au centre du pic, une fois la correction du second ordre en B_0 effectuée, fournit la séparation hyperfine du fondamental. La figure 3.D rassemble des exemples de pics avec ou sans courant dans les bobines.

La largeur des pics est de l'ordre de 30kHz ce qui correspond à une réduction d'un facteur 1000 par rapport aux mesures optiques. Les nouvelles valeurs de $A(S_{1/2})$ obtenues⁽³⁻¹³⁾ sont rassemblées dans le tableau suivant (3-E) en regard des valeurs mesurées en optique.

- Conclusions

Le gain en précision sur les valeurs des facteurs spectroscopiques est très important (trois ordres de grandeur). Les valeurs issues de mesures radio-fréquences sont à l'intérieur des barres d'erreurs de celles provenant de mesures optiques ce qui confirme la confiance que l'on peut leur accorder.

A_X	I	$\Delta E_0/h$ MHz	$A(S_{1/2})$ MHz		
			radiofréquence	optique	ref.
^{76}Rb	1	1041,1674(40)	694,1116(27)	701(17)	3-5
^{77}Rb	3/2	1625,5004(40)	812,7502(20)	815,7(51)	3-5
				812,5(34)	3-14
^{82}Rb	1	1549,3847(30)	1032,9231(20)	1031(10)	3-5
$^{84\text{m}}\text{Rb}$	6	429,6999(20)	66,10768(31)	68,2(46)	3-5
^{140}Cs	1	625,6684(20)	417,1123(14)	417,6(22)	3-1
				417,1(39)	3-15
				417,6(5)	3-16
^{226}Fr	1	1047,1606(30)	698,1071(20)	699(4)	3-10

Tableau 3-E

Il serait illusoire de vouloir répercuter cette augmentation de la précision sur les grandeurs nucléaires μ , Q , qui sont liées aux facteurs spectroscopiques. D'une part, les modèles permettant de passer des grandeurs atomiques aux grandeurs nucléaires ne sont pas applicables à ce niveau de précision. D'autre part, les modèles de structures nucléaires seraient bien incapables de rendre compte d'autant de décimales.

Si le moment magnétique est connu de manière absolue, les mesures de $A(S_{1/2})$ permettent de calculer directement l'anomalie hyperfine. Celle-ci est liée au moment magnétique d'ordre supérieur (octupolaire) de la distribution de champ dans le noyau. La systématique de ces mesures sur de longues séries d'isotopes (prévues dans le futur à ISOLDE III) pourrait apporter des informations sur les contributions relatives du moment angulaire orbital et du spin au magnétisme nucléaire. L'anomalie hyperfine n'est due qu'aux nucléons non appariés et est donc très sensible aux détails des niveaux qu'ils occupent. Encore faut-il qu'un modèle nucléaire capable de tenir compte de ces effets fins existe.

3.4 - RAIE D_1 ET EFFETS RELATIVISTES

Jusqu'ici, la raie D_1 n'a été que mentionnée, car elle est moins intéressante pour la physique nucléaire que la D_2 . En effet, elle correspond à la transition ($nP_{1/2} - n'S_{1/2}$) qui ne fait intervenir que des moments angulaires $1/2$. Elle n'est donc pas sensible au moment quadrupolaire. Par contre, du point de vue de la physique atomique, elle permet de mesurer $A(P_{1/2})$ et le déplacement isotopique. Ce dernier point est particulièrement intéressant car la différence entre les déplacements isotopiques des raies D_1 et D_2 est liée à la pénétration de l'électron $p_{1/2}$ dans le noyau. Il s'agit d'un effet relativiste qui ne prend de l'importance qu'à grand Z . Le francium ($Z=87$) est idéal pour mesurer cet effet.

En comparant les déplacements isotopiques dans les raies D_1 et D_2 , on peut estimer les déplacements δW respectifs des niveaux $S_{1/2}$ et $P_{1/2}$ liés à la pénétration de l'électron dans le volume du noyau. Puisque la pénétration de l'électron $P_{3/2}$ est négligeable, on définit :

$$r = \frac{\Delta\nu_{\text{vol}}(D_1) - \Delta\nu_{\text{vol}}(D_2)}{\Delta\nu_{\text{vol}}(D_2)} = \frac{\Delta\delta W(P_{1/2})}{\Delta\delta W(S_{1/2})}$$

où $\Delta\nu_{\text{vol}}$ est le déplacement isotopique de volume, c'est à dire après déduction de l'effet de masse (voir paragraphe 1.5). Pour maximiser l'effet le déplacement sera mesuré entre deux isotopes éloignés. Dans ce qui suit, on comparera un calcul semi-empirique de r à sa valeur mesurée dans le cas du francium et du césium.

Le calcul de $\Delta\delta W(P_{1/2})/\Delta\delta W(S_{1/2})$ a été réalisé par Breit et Rosenthal⁽³⁻¹⁷⁾ dans le cas des hydrogènoïdes. Ils ont obtenu :

$$r = \frac{\Delta\delta W(P_{1/2})}{\Delta\delta W(S_{1/2})} = \frac{3}{\pi} \times \frac{1-\rho}{1+\rho} \times \frac{\langle r^{-3} \rangle_p}{|\psi_s(0)|^2} \quad \text{avec } \rho = (1-Z^2\alpha^2)^{1/2}$$

Dans le cas qui nous intéresse, les alcalins, il est possible de suivre la même procédure, mais ce rapport se trouve multiplié par Z/Z_1 où $Z_1=Z-4$ pour un électron p . Les formules de Landé et de Goudsmit-Fermi-Segrè du paragraphe 1.2.c sont alors utilisées pour estimer $\langle r^{-3} \rangle_p$ et $|\psi_s|^2$ non relativistes. Il faut également introduire les corrections relativistes F_r et H_r de la référence 1-4. Finalement⁽³⁻¹¹⁾,

$$r_{\text{th}} = \frac{1-\rho}{1+\rho} \times \left[\frac{n_{s1/2}^*}{n_{p1/2}^*} \right]^3 \times \frac{(H_r)_p}{(F_r)_s}$$

Pour le francium, $H_r=1,23$, $F_r=2,8$ et l'on obtient $r_{\text{th}}=0,028$. Les déplacements isotopiques dans les deux raies ont été mesurés pour le couple $^{212}\text{Fr}-^{221}\text{Fr}$:

	$\Delta\nu_{\text{bc}}$	$\Delta\nu_{\text{nm}}$
D_1	22 452(1) MHz	-38,4 MHz
D_2	23 570(2) MHz	-43,7 MHz

Pour calculer r , l'effet normal de masse a été soustrait, mais pas l'effet spécifique. Ce dernier est inconnu, mais sa magnitude ne devrait pas dépasser de beaucoup celle de l'effet normal. Cette incertitude a été incluse dans la barre d'erreur et $r_{\text{exp}}=0,0475(25)$. L'accord avec le calcul semi-empirique n'est donc pas très bon. Par contre, en utilisant la méthode de Dirac-Fock de Desclaux⁽³⁻¹⁸⁾, on obtient la valeur $r_{\text{th}}=0,042(2)$ qui est en bien meilleur accord avec l'expérience.

Dans les césiums, il est essentiel de mesurer le déplacement isotopique entre des isotopes éloignés puisque l'effet relativiste dans le césium est plus petit que celui dans le francium d'un rapport $(55/87)^2 = 0,4$. De plus, l'effet de masse est plus important et ne peut pas être négligé comme pour le francium.

Le déplacement isotopique a donc été mesuré entre ^{133}Cs et un nombre suffisamment important d'isotopes ($^{135},^{137},^{139},^{141},^{143}\text{Cs}$). Le

rapport entre les déplacements isotopiques de volume dans les deux raies peut alors être obtenu par la méthode du "King plot". D'après le paragraphe 1.5, le déplacement isotopique peut se mettre sous la forme :

$$\Delta \nu_{bc}^{A,A'}(D_N) = F_N \Delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} + K_N (AA'/(A+A')) \text{ avec } N=1,2$$

où le premier terme correspond à l'effet de volume et le second à la somme des effets de masse normal et spécifique. Ce dernier est inconnu et peut être différent d'une raie à l'autre. L'effet de volume est factorisé en partie nucléaire (indépendante de la raie) et atomique (F_N). Un "King plot" des raies D_1 et D_2 représente $\Delta \nu_{bc}^{A,A'}(D_2) AA'/(A+A')$ en fonction de $\Delta \nu_{bc}^{A,A'}(D_1) AA'/(A+A')$. On obtient une droite dont la pente est F_2/F_1 et dont la valeur peut être estimée par la méthode des moindres carrés. L'effet de masse a ainsi été éliminé et F_1/F_2 représente la contribution relative de l'effet de volume dans les deux raies. La différence entre F_2 et F_1 n'est due qu'à la pénétration de l'électron $p_{1/2}$ pour la raie D_1 et finalement, $F_1/F_2=1-r$. Les valeurs expérimentales des déplacements isotopiques sont rassemblées dans le tableau suivant :

A	$\Delta \nu_{bc}^{133,A}(D_1)$	$\Delta \nu_{bc}^{133,A}(D_2)$
	MHz	MHz
135	33,4(9)	36,4(20)
137	144,1(3)	147,4(25)
139	758,0(18)	770,7(28)
141	1317,6(27)	1342,0(33)
143	1901,5(17)	1933,3(12)

Tableau 3-F

La valeur expérimentale de r est $r_{\text{exp}}=0,014(3)$, la valeur calculée par la méthode de Dirac-Fock est 0,013(1) et celle obtenue par la méthode semi-empirique $r=0,015$ est cette fois en bon accord avec l'expérience.

c) Facteurs spectroscopiques.

De la structure hyperfine de la raie D_1 , le facteur spectroscopique $A(P_{1/2})$ peut être déduit. En plus des mesures de déplacements isotopiques décrites ci-dessus, $A(P_{1/2})$ a été mesuré pour 6 (4) isotopes

de césium (francium). Les valeurs sont regroupées dans le tableau suivant :

CESIUM		FRANCIUM	
A	$A(6p^2P_{1/2})$	A	$A(7p^2P_{1/2})$
	MHz		MHz
133	291,3(7)	210	945,6(5,8)
135	308,8(8)	212	1189,1(4,6)
137	320,4(3)	213	1150,5(7,5)
139	305,4(2)	221	808,1(12,5)
141	273,1(7)		
143	232,1(8)		

Tableau 3-G

SECONDE PARTIE

PHYSIQUE NUCLEAIRE

IV - CADRE THEORIQUE

Ce chapitre a pour but de présenter le cadre théorique dans lequel les résultats précédents sont interprétés dans les deux derniers chapitres. Il a pour but de rassembler les formules employées par la suite et de présenter succinctement les modèles qui sont à la base des calculs ou des résultats présentés dans les chapitres suivants.

Le modèle de Bohr s'applique à ces noyaux très déformés. Il permet de passer du référentiel dans lequel les mesures sont faites à celui dans lequel les déformations statiques sont définies. La méthode du champ moyen est utilisée intensivement dans le chapitre V. Les déformations octupolaires statiques ont, initialement, été prévues par la théorie en utilisant une méthode macroscopique-microscopique.

4.1 - DEFORMATIONS ET MODELE ROTATIONNEL

Comme il l'a été rappelé dans le premier chapitre, l'ensemble de ~ 100 nucléons en interaction forte que constitue le noyau atomique ne peut pas être décrit exactement. Mais il est bien connu que les nucléons du noyau ont un comportement fortement collectif. Cela permet d'utiliser comme variables cinématiques des coordonnées collectives en nombre considérablement réduit par rapport au nombre de nucléons. Ces coordonnées décrivent le coeur pair-pair du noyau. Le spin et le moment magnétique des noyaux impairs et impairs-impairs est produit par les extra-nucléons non appariés qui se meuvent dans le champ généré par le coeur. Dans le fondamental, le nombre de ces nucléons est 1 (impair) ou 2 (impair-impair). Dans le modèle rotationnel de Bohr et Mottelson (ref. 4-1 à 4-3), l'hamiltonien total nucléaire se sépare en trois termes décrivant le coeur, les extra-nucléons et le découplage de leurs mouvements.

a) Symétries de l'hamiltonien total H

L'hamiltonien total doit bien entendu être invariant par rotation. Les interactions (fortes et électromagnétiques) qui gouvernent la structure nucléaire sont en outre invariantes par parité P et renversement du temps T. Il doit donc en être de même de l'hamiltonien total.

L'invariance de l'hamiltonien par rotation ne signifie pas, comme

on le sait, que les noyaux soient sphériques, mais que la fonction d'onde totale possède cette symétrie. Si l'on se contente d'une approche semi-classique, on peut caractériser un noyau pair-pair par la forme de sa "surface". Les noyaux peuvent être déformés de façon statique et/ou dynamique, c'est à dire étant le siège de vibrations quantifiées autour d'une position d'équilibre. Les noyaux que nous étudions sont très éloignés de la stabilité et sont fortement déformés statiquement, les modes vibrationnels peuvent être négligés.

b) Déformations statiques:

Pour concilier une déformation statique avec une symétrie sphérique, il faut considérer un référentiel intrinsèque lié au noyau qui l'accompagne dans sa rotation. Les axes x', y', z' de ce référentiel sont définis de sorte que le moment d'inertie \mathcal{J} du noyau soit diagonal. La forme du noyau peut être décrite par son rayon développé sur la base des harmoniques sphériques $R(\theta, \varphi) = R_0 (1 + \sum (-1)^m \alpha_{1m} Y^{1m}(\theta, \varphi))$. Il y a d'autant plus de termes non nuls que la multipolarité de la déformation est élevée et d'autant moins qu'il existe des symétries. Le volume du noyau est maintenu constant dans les déformations par l'ajustement du terme α_{00} . Habituellement, on assimile le noyau à un ellipsoïde où le terme quadrupolaire est dominant. Les axes du référentiel intrinsèque étant dirigés suivant ses axes principaux, le rayon dans la direction de ces axes peut s'écrire $R_i = R_0 (1 + \alpha_{00} \sqrt{4\pi} + \beta \sqrt{5/4\pi} \cos(\gamma - 2\pi k/3))$ où $\beta \geq 0$ représente la magnitude de la déformation et où $k=1, 2, 3$ pour $i=x', y', z'$. γ est un angle qui précise le type de la déformation:

$\gamma = 0^\circ$ symétrie autour de l'axe z' , noyau prolate (allongé)

$\gamma = 60^\circ$, noyau oblate (aplatis)

$0^\circ < \gamma < 60^\circ$ pas de symétrie axiale : noyau triaxial.

En dehors de l'intervalle $0^\circ - 60^\circ$, les déformations sont identiques mais le rôle des axes est échangé.

On définit le moment quadrupolaire intrinsèque par rapport aux axes de ce référentiel tournant. Il est alors diagonal et s'écrit $Q_{ii} = Q_0 \cos(\gamma + 2\pi/3) \delta_{ii}$. Q_0 est aussi appelé le moment quadrupolaire intrinsèque (ici de charge) et il reflète la magnitude de la déformation.

Presque tous les noyaux très déformés sont prolates ($\gamma = 0^\circ$) et β représente approximativement la différence relative des axes de

l'ellipsoïde. Il existe plusieurs définitions de β qui sont rassemblées dans la référence 4-4 ainsi que celles d'autres paramètres de déformation quelquefois utilisés. Dans l'interprétation des résultats expérimentaux, on utilisera la relation entre β et le moment quadrupolaire intrinsèque de charge:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \langle \beta \rangle \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{5}{\pi} \right)^{1/2} \langle \beta \rangle + \dots \right) \quad \text{ref. 4-4}$$

avec $R_0 = r_0 A^{1/3}$ et $r_0 = 1,2 \text{ fm}$.

D'autre part, dans l'interprétation des variations du rayon carré moyen de charge, on utilisera la relation⁽⁴⁻⁵⁾

$$\langle r^2 \rangle_{\text{def}} = \langle r^2 \rangle_{\text{sph}} \left(1 + \frac{5}{4\pi} \langle \beta^2 \rangle \right)$$

qui correspond à une déformation quadrupolaire à volume constant d'une distribution de charge sphérique dont le rayon carré moyen de charge (non déformé) est $\langle r^2 \rangle_{\text{sph}}$.

La différence principale entre ces deux approches est que la seconde est sensible à la dynamique ($\langle \beta^2 \rangle$ et non $\langle \beta \rangle$) et aux déformations impaires (octupolaires). Dans les deux cas, les termes d'ordre supérieur à β^2 ont été négligés. Ne serait-ce qu'à cause de fluctuations de la déformation liées au principe d'incertitude, l'assimilation du noyau déformé à un corps rigide n'est qu'une approximation, mais qui est généralement suffisante. Dans ce qui suit, on notera α un point de l'espace des déformations qui représente symboliquement la forme du coeur.

c) Modèle de Bohr (ref. 4-1 à 4-3)

Pour restaurer la symétrie sphérique de la fonction d'onde du noyau, malgré une déformation intrinsèque, il faut faire apparaître un terme rotationnel H_{rot} dans l'hamiltonien total:

$$H = H_{\text{rot}} + H_{\text{int}} + H_{\text{dec}}$$

où H_{int} décrit le noyau dans le référentiel intrinsèque et H_{dec} qui peut en général être négligé représente le découplage entre la rotation du référentiel et la fonction d'onde intrinsèque. C'est à dire la non adiabaticité du mouvement des nucléons dans le potentiel tournant lié au référentiel intrinsèque.

Le moment angulaire total \vec{I} s'exprime de même comme la somme des opérateurs \vec{R} et \vec{J} qui génèrent respectivement les rotations du

référentiel intrinsèque et de la fonction d'onde intrinsèque :

$\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}$. H_{rot} se met alors sous la forme :

$$H_{\text{rot}} = (R_x^2 + R_y^2)/2J + R_z^2/J_z,$$

où $J = J_x = J_y$, J_z sont les composantes du moment d'inertie intrinsèque dans le cas d'un noyau à symétrie autour de l'axe Oz' .

On préfère réécrire H_{rot} en fonction de \vec{I} et \vec{J} au lieu de \vec{R} et introduire respectivement dans H_{int} et H_{dec} les termes $\vec{J}^2/2J$ et $-(I_+J_- + I_-J_+)/2J$ (couplage de Coriolis) qui apparaissent alors ^(4-3.1). En négligeant H_{dec} , la composante du moment angulaire I_z , le long de l'axe de symétrie Oz' est une constante du mouvement : K . Les vecteurs propres de H_{rot} sont alors notés $|IMK\rangle$ où $I(I+1)$, M , K sont respectivement les valeurs propres de \vec{I}^2 , I_z , I_z , où I_z est la composante le long de Oz dans le référentiel fixe x,y,z . En représentation des coordonnées, ces vecteurs propres sont les matrices de rotation de Wigner. Les rotations collectives ne pouvant s'effectuer que perpendiculairement à l'axe de symétrie du noyau ($R \perp Oz'$), en l'absence de mode vibrationnel les composantes de \vec{I} et \vec{J} sur cet axe sont égales à K . L'énergie de rotation s'écrit alors $E_{\text{rot}} = (I(I+1) - 2K^2)/2J$ ^(4-3.2).

Dans le cas de la symétrie axiale, les vecteurs propres de H_{int} sont notés $|\alpha K\rangle$. Le hamiltonien intrinsèque étant invariant par renversement du temps, $|\alpha K\rangle$ et son conjugué $|\bar{\alpha} \bar{K}\rangle = T|\alpha K\rangle$ sont dégénérés. On montre alors que le seul état que l'on puisse construire est : ^(4-2.1)

$$|\alpha IMK\rangle = (|IMK\rangle |\alpha K\rangle + (-1)^{I+K} \pi |IM-K\rangle |\bar{\alpha} \bar{K}\rangle) / \sqrt{2}$$

où π est la parité de $|\alpha K\rangle$.

A K donné (par diagonalisation de H_{int}), le fondamental qui nous intéresse ici est donné en général par la valeur minimale de I soit $I = K$. Les exceptions à cette règle proviennent des cas où H_{dec} , et en particulier le terme de Coriolis, ne peut être négligé. Ce terme peut avoir un effet important pour les niveaux de $K = 1/2$ qu'il couple avec eux-mêmes et éventuellement avec leurs voisins de $K = 3/2$. L'autocouplage à $K = 1/2$ modifie l'énergie de ce niveau, ce qui peut entraîner une inversion des deux premiers niveaux de la bande. Le couplage avec les voisins mélange des fonctions d'ondes de niveaux de K différents d'une unité. Le cas des noyaux pairs-pairs est trivial : on sait bien que $I=K=0$ et que $T|\alpha 0\rangle = |\alpha 0\rangle$. Il n'y a pas deux états dégénérés comme lorsque $K \neq 0$. Le cas des impairs-impairs de $K = K_{\text{protons}} + K_{\text{neutrons}} = 0$ est plus subtil car deux niveaux dégénérés existent puisque cette fois $T|\alpha 0\rangle = |\bar{\alpha} \bar{0}\rangle \neq |\alpha 0\rangle$. La fonction d'onde totale est



alors :

$$|\alpha IM0\rangle = |IM0\rangle (|\alpha 0\rangle + (-1)^I \pi |\bar{\alpha} \bar{0}\rangle) / \sqrt{2}$$

D'autre part, contrairement aux cas des pairs-pairs, tous les spins sont permis. L'interaction résiduelle (entre les deux extra-nucléons) est sensible au terme $\pi(-1)^I$ et il se peut que finalement, les niveaux $K=I=0$ et $K=0$ et $I=1$ s'échangent⁽⁴⁻⁶⁾. Mais, surtout, si $K_{\text{neutron}} = K_{\text{proton}} = 1/2$, l'auto-couplage de Coriolis peut avoir le même effet. C'est comme nous le verrons plus loin le cas de ^{226}Fr et de $^{124,126,128}\text{Cs}$.

Dans l'interprétation des résultats de spectroscopie atomique se pose le problème du passage du moment quadrupolaire spectroscopique Q_s mesuré au moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 . Dans l'hypothèse de la symétrie axiale, si \hat{Q}' (respectivement \hat{Q}) est l'opérateur de moment quadrupolaire dans le référentiel intrinsèque (respectivement du laboratoire), $Q_0 = \langle K\alpha | \hat{Q}_0' | \alpha K \rangle$ et $Q_s = \langle \alpha I I K | \hat{Q}_0 | \alpha I I K \rangle$. Le résultat^(4-2.2) est que $Q_s/Q_0 = (3K^2 - I(I+1)) / [(I+1)(2I+3)]$, avec presque toujours $I=K$ soit $Q_s/Q_0 = I(2I-1) / [(I+1)(2I+3)]$.

Il reste maintenant à diagonaliser H_{int} ce qui sera l'objet des deux paragraphes suivants où sont exposées deux méthodes. Dans les deux cas, il s'agit de minimiser l'énergie : c'est à dire, de trouver $|\alpha K\rangle$ de sorte que $\delta \langle \alpha K | H_{\text{int}} | \alpha K \rangle = 0$. La première est la méthode macroscopique-microscopique (M.μ.) et la seconde, la méthode du champ moyen (HF). La présentation pourrait laisser penser que ces deux méthodes ne sont valables que dans le cadre du modèle rotationnel du coeur rigide. En fait, ce sont leurs résultats qui permettent de décider si le noyau considéré est un bon rotor. C'est le cas pour les noyaux qui nous intéressent ici. Le cas des impairs et a fortiori des impairs-impairs est plus délicat et est reporté au paragraphe 4.5 et les effets d'appariement au paragraphe 4.4.

4.2 - MODELE MACROSCOPIQUE-MICROSCOPIQUE (M.μ.) (ref 4-7)

Ce modèle associe un terme de type goutte liquide raffinée à une correction des effets de couches de type Strutinsky⁽⁴⁻⁸⁾. Il est mentionné ici car c'est par cette méthode que les déformations octupolaires ont été initialement prévues. D'autre part, des résultats en déformation triaxiale seront comparés à ceux obtenus dans le chapitre V par la méthode du champ moyen.

L'hamiltonien intrinsèque, dans le cadre de ce modèle⁽⁴⁻⁷⁾ s'écrit $H = H_{col} (+ H_{part})$ où H_{col} représente les propriétés collectives du coeur et où H_{part} est un hamiltonien de particule individuelle dans un potentiel déformé. Il génère les vecteurs propres des extra-nucléons dans le cas des noyaux impairs et impairs-impairs ainsi que les corrections de couches $E_{couche}(\alpha)$. Pour les paires-paires, il suffit de trouver le minimum de $\langle \alpha | H_{col} | \alpha \rangle = E_{goutte}(\alpha) + E_{couche}(\alpha)$

a) Partie macroscopique

Le premier terme correspond à la version moderne⁽⁴⁻⁹⁾ du modèle de la goutte liquide de Bethe et Weiszäcker⁽⁴⁻¹⁰⁾. On n'écrit pas ici les divers termes de E_{goutte} qui se trouvent dans les références, mais ils sont fonction du volume du noyau, de sa surface et de la courbure de celle-ci. Un terme correspond également à l'énergie électrostatique. Le modèle gouttelette ("droplet")⁽⁴⁻¹¹⁾ par rapport à celui de la goutte liquide prend en compte des termes d'ordres plus élevés en $A^{1/3}$ et $(N-Z)/A$, la portée finie de la force nucléaire, la non-uniformité des densités de neutrons et de protons et la non égalité des rayons de charge et de masse. Ces deux derniers points sont très importants lorsque ce modèle est utilisé pour interpréter les déplacements isotopiques produits par la variation du rayon carré moyen de charge en fonction du nombre de neutrons. E_{goutte} dépend donc de la déformation de la surface, mais de façon monotone. Elle correspond à la partie macroscopique de l'énergie de déformation. Toutefois, les modèles les plus sophistiqués (gouttelette par rapport à goutte) de la partie macroscopique seule ne sont pas forcément ceux qui donnent le meilleur résultat, une fois la correction de couche de Strutinsky introduite⁽⁴⁻¹²⁾.

b) Partie microscopique

La correction de couche la plus exacte sinon la plus facile à mettre en oeuvre se fait par la méthode de Strutinsky⁽⁴⁻⁸⁾. Elle nécessite la diagonalisation du hamiltonien de particules indépendantes H_{part} . Les particules se meuvent dans un potentiel déformé. Il est logique que les équipotentielles soient "parallèles" à la forme du noyau. Si $U(R)$ est un potentiel de modèle en couche sphérique, le potentiel déformé qui lui correspond sera $U(|\vec{R}|/R_0 (1 + \sum (-1)^m \alpha_{1m} Y_{1m}^l(\theta, \varphi)))$

d'après la paramétrisation de la forme du coeur du paragraphe 4.1. Il faut aussi tenir compte de la force d'appariement qui introduit une correction supplémentaire (voir paragraphe 4.4). H_{part} contient également des termes en l^2 et $\vec{l} \cdot \vec{s}$. Si $U(R)$ est un potentiel d'oscillateur harmonique, H_{part} n'est autre que le hamiltonien de Nilsson⁽⁴⁻¹³⁾. D'autres potentiels peuvent être utilisés : "modified oscillator", de Wood-Saxon ou Yukawa convolué. Les niveaux sont doublement dégénérés (invariance par renversement du temps) et peuvent donc accommoder deux nucléons chacun.

La partie macroscopique E_{goutte} ne tient pas compte de la quantification des niveaux d'énergie e_i des particules individuelles. Plus exactement, elle correspond à une densité de niveaux "normale" $\tilde{g}(e)$, alors que le regroupement de ces niveaux introduit des effets de couches. Si $g(e)$ est la densité réelle de niveaux, la correction de couches s'écrit $E_{\text{couche}} = \int_0^{e_f} (g(e) - \tilde{g}(e)) e \, de$. La densité réelle est une somme de fonctions deltas centrées sur les $N/2$ et $Z/2$ niveaux de plus basse énergie $e_i(\alpha) = e_f$. La densité normale \tilde{g} est obtenue en lissant, par convolution d'une fonction appropriée, la densité réelle g . Cela fait ainsi disparaître les regroupements de niveaux ("debunching")⁽⁴⁻⁸⁾.

La déformation est obtenue par minimisation de $E_{\text{goutte}}(\alpha) + E_{\text{couche}}(\alpha)$, mais la surface d'énergie est tout aussi intéressante. La présence d'un minimum secondaire traduit un isomère de forme, mais surtout elle permet d'estimer la stabilité de la déformation par la profondeur du minimum.

4.3 - METHODE DU CHAMP MOYEN

Il n'est pas question ici d'exposer les subtilités et les variantes de la méthode de Hartree-Fock (HF) mais de rappeler son principe^(4-14,4-15). Elle sera en effet utilisée pour étudier la région des césium légers dans le chapitre V.

Le principe est encore de minimiser l'énergie $\langle \Psi | H_{\text{HF}} | \Psi \rangle$ du noyau déformé. Au lieu de partir, pour cette énergie, d'une expression macroscopique ensuite corrigée des effets quantiques, cette méthode est purement microscopique et donc plus fondamentale.

$|\Psi\rangle$ est un déterminant de Slater construit à partir de fonctions d'ondes de nucléons individuels. Ces fonctions d'ondes φ_i sont calculées de façon auto-consistante à partir d'un hamiltonien à un corps. Il représente l'interaction entre un nucléon occupant le niveau i et le champ moyen créé par les autres. Les niveaux de plus basse énergie e_i étant tous occupés (voir néanmoins le paragraphe 4.4). Les nouvelles fonctions d'ondes φ_i et valeurs propres e_i sont générées et l'opération est renouvelée. Après un certain nombre de telles itérations, un état stationnaire de l'énergie est atteint qui correspond au minimum de l'énergie. En représentation \vec{r} , à chaque itération, un système d'équations intégral-différentielles non-linéaires et couplées doit être résolu. Cela est réalisé par une méthode de différences finies sur un réseau de points de l'espace. La maille est typiquement de 1 fm et les symétries du noyau sont employées pour réduire le nombre de ces points ainsi que le nombre de fonctions d'ondes.

Le champ moyen est généré à partir d'une force nucléon-nucléon effective dont les paramètres ont été ajustés une fois pour toutes sur les propriétés d'un nombre restreint de noyaux. Les forces utilisées pour obtenir les résultats du chapitre V sont du type Skyrme^(4-14,4-15). Dans ce cas, l'énergie E_{HF} s'exprime à partir d'une densité d'énergie, elle-même fonction de la densité de nucléons, de son gradient et de la densité d'énergie cinétique, ces densités étant calculées à partir des fonctions d'ondes de particules indépendantes φ_i .

Jusqu'à présent, dans ce paragraphe, la déformation n'a pas été mentionnée. L'énergie E_{HF} étant toujours stationnaire pour la déformation nulle (sphérique), une contrainte doit être imposée pour obtenir la carte de l'énergie de liaison en fonction de la déformation: $E_{HF}(\alpha)$. Cela est effectué en utilisant la méthode du multiplicateur de Lagrange : μ . Dans le cas d'une contrainte sur le moment quadrupolaire, la quantité à minimiser est alors $\langle \Psi | H_{HF} - \mu \hat{Q}_{20} | \Psi \rangle$ de sorte que $\langle \Psi | \hat{Q}_{20} | \Psi \rangle(\mu) = Q_0$. Cela peut évidemment être généralisé aux déformations quadrupolaires triaxiales et octupolaires.

Suivant la même méthode, le moment angulaire collectif peut être contraint en ajoutant un terme $-\omega R_x$ à l'hamiltonien: c'est la méthode du "cranking" où ω est le multiplicateur de Lagrange et R_x l'opérateur correspondant à la composante du moment cinétique perpendiculaire à

l'axe de symétrie. Il faut noter que cette rotation forcée brise la dégénérescence des niveaux conjugués par renversement du temps.

Cette méthode du champ moyen est plus fondamentale que celle de Strutinsky, mais elle est plus coûteuse en temps de calcul. Cette dernière possède aussi un caractère auto-consistant et peut être considérée comme une approximation semi-classique de la méthode du champ moyen.

4.4 FORCE D'APPARIEMENT

Avant de faire ressortir la difficulté de calculer le niveau fondamental des noyaux impairs, le traitement des corrélations d'appariement doit être mentionné. Chaque fois que des solutions de particules indépendantes sont recherchées comme dans les deux méthodes décrites précédemment, le problème des A nucléons en interaction par une force à deux corps a été ramené à un potentiel à un corps. La force d'appariement correspond au résidu de la force à deux corps dont le potentiel à un corps ne peut rendre compte.

Sur le plan pratique, le traitement de la force d'appariement est effectué dans le cadre de l'approximation de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS)^(4-16,4-17). Elle a été initialement développée en physique du solide pour expliquer la supraconductivité. Sans vouloir entrer dans les détails, il faut mentionner les résultats utiles pour la suite.

Elle s'exprime dans le cadre du formalisme de la seconde quantification, a_i^+, a_i étant les opérateurs de création et annihilation de particules dans le niveau i . Mais le fondamental $|BCS\rangle$ est construit à partir des opérateurs de quasi-particule : $c_i^+ = u_i a_i^+ - v_i a_{\bar{i}}$ où u_i et v_i sont des nombres tels que $u_i^2 + v_i^2 = 1$. Cela traduit la similitude des propriétés d'une particule dans le niveau i (a_i^+) et d'un trou dans son conjugué par renversement du temps \bar{i} ($a_{\bar{i}}$)^(4-3.3,4-18.1). Après cette transformation, le vide de quasi-particules $|BCS\rangle$ ne correspond pas à un nombre défini de nucléons; une contrainte sur le nombre de nucléons (N et Z) doit être imposée. Habituellement en seconde quantification, par exemple dans l'électrodynamique quantique, les opérateurs de création et

d'annihilation agissent sur le vide de particule. L'énergie nécessaire à la création d'une paire particule-antiparticule est au minimum de $2m$. Ici, le vide de quasi-particule correspond (à l'incertitude sur le nombre de nucléons près) au fondamental du noyau pair-pair considéré. Il est constitué de nucléons appariés et la création d'une paire nucléon-trou nécessite seulement l'énergie de brisure d'une paire de nucléons, soit 2Δ . v_i^2 est alors la probabilité d'occupation par une paire de nucléons des niveaux conjugués i et \bar{i} . Dans les paragraphes précédents, en l'absence de force d'appariement, on avait $v^2 = 1$ en dessous de l'énergie de Fermi et $v^2 = 0$ au dessus. Avec l'appariement v^2 évolue progressivement de 1 à 0 au voisinage de l'énergie de Fermi (voir figure 4.B). (L'occupation partielle des niveaux n'est pas un artifice et est mesurable par exemple dans des réactions de pick-up). Les v^2 sont calculés itérativement (équations de BCS) et dépendent de l'intensité G de la force d'appariement, qui dans sa forme la plus simple est indépendante de i . Dans la méthode du champ moyen incluant l'appariement C(HF+BCS), les équations de Hartree-Fock doivent incorporer les v_i qui sont recalculés à chaque itération. Dans la méthode macroscopique-microscopique, un terme d'appariement est ajouté à l'énergie.

Les équations de BCS fournissent également les énergies de quasi-particules $\tilde{e}_i = ((e_i - \lambda)^2 + \Delta^2)^{1/2}$ (excitations par rapport au fondamental)^(4-18.2). λ est le multiplicateur de Lagrange de la contrainte sur les nombres de nucléons et Δ est le "gap" qui reflète l'intensité de l'appariement G . Les valeurs expérimentales de \tilde{e} sont utilisées pour ajuster G . λ est à proprement parler le potentiel chimique mais est couramment appelé énergie de Fermi. Plus prosaïquement, λ est liée à l'énergie de séparation de deux nucléons (identiques): $\lambda_x = -S_{2x}/2$ avec $x=n$ ou p .

4.5 NOYAUX IMPAIRS

Il serait souhaitable de pouvoir calculer le fondamental des impairs avec seulement un peu plus de difficultés que pour les pairs-pairs. Cela n'est malheureusement pas le cas.

Dans l'approximation où la particule non appariée n'influence pas la déformation du coeur, le fondamental est décrit par $|\alpha\rangle|i;K\rangle$ (M. μ .)

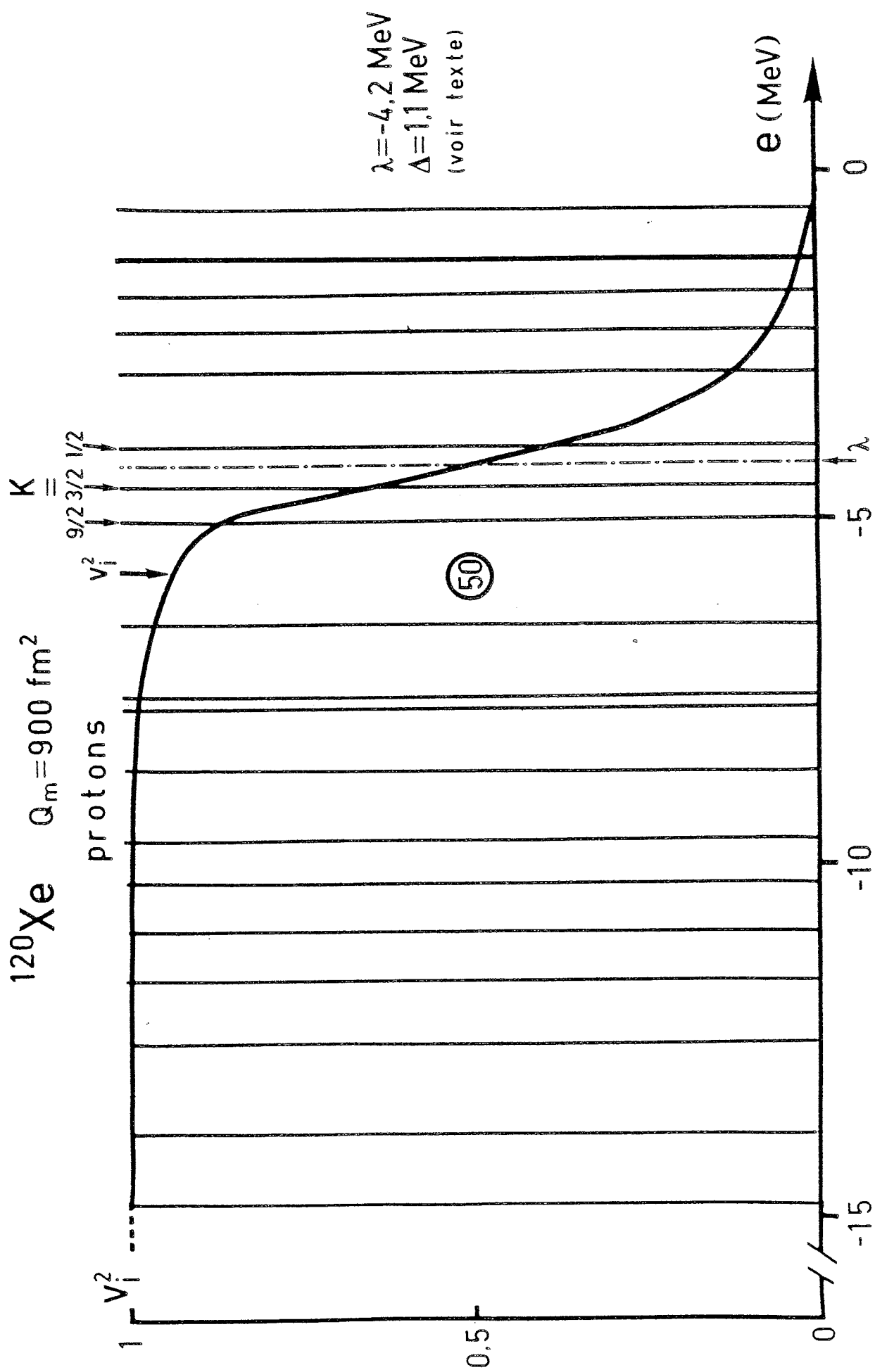


FIGURE 4.B : OCCUPATION DES ORBITALES

ou $c_1^+ |BCS\rangle$ (HF+BCS). Encore faut-il que le niveau i soit bien choisi. Le critère d'énergie totale minimale n'est pas pertinent car les spectres théoriques d'énergie de particules indépendantes e_i ne sont pas exempts d'inversions de niveaux. Celles-ci ne sont pas critiques lorsque l'on s'intéresse à la spectroscopie des niveaux excités. Par contre, lorsque l'on ne mesure que les propriétés du fondamental, il devient difficile d'en prédire les caractéristiques. D'autre part, il faut pouvoir tenir compte du couplage de Coriolis qui peut modifier la position des niveaux et/ou les coupler.

En réalité, la présence d'un nucléon non-apparié dans le niveau i n'est pas sans influence sur la forme du coeur. La déformation d'un impair est en général significativement différente de la moyenne de celle des paires-paires voisins. Une particule (ou un trou) dans un niveau i tend à déformer le coeur de façon à se rapprocher au maximum du niveau de Fermi. Et ce, avec d'autant plus de force que sa pente (le gradient) de $e_i(\alpha)/d\alpha$ est forte. La résistance à cette force provient de la plus ou moins grande "mollesse" du coeur dans cette direction. La direction et la magnitude du gradient variant d'un niveau à l'autre, le choix judicieux de i est donc très important.

On a vu que l'occupation des niveaux par des paires v^2 variait lentement de 1 à 0 au voisinage du niveau de Fermi (fig. 4.B). Lorsque la déformation change, les niveaux proches de l'énergie de Fermi peuvent être différents. Mais, l'interaction d'appariement moyenne les effets des tendances diverses de ces niveaux par la progressivité de la variation des taux d'occupation. Inversement, un nucléon non-apparié fait sentir pleinement les particularités du niveau dans lequel il se trouve bloqué. Un exemple de cet effet sera présenté dans le chapitre V.

L'extra nucléon brise la symétrie par renversement du temps du coeur pair-pair (occupation identique de i et \bar{i}). Si l'on veut tenir compte de cet effet, le nombre des fonctions d'ondes doit être doublé (levée de la dégénérescence) ce qui se répercute sur le temps de calcul. Dans les calculs du chapitre suivant, la symétrie par renversement du temps est conservée, même pour les impairs. L'extra nucléon est simulé en bloquant une "demi-paire" dans les niveaux (i, \bar{i}) . Cela est réalisé en imposant $v_i^2 = 1/2$ et en ne faisant pas participer le niveau i au calcul

de BCS des autres v_i . La version brisant la symétrie par renversement du temps du programme utilisé sera bientôt disponible. Malgré tout, on ne peut se fier à la succession des niveaux d'énergie et il faut en sélectionner un certain nombre de part et d'autre du niveau de Fermi, ce qui limite la force de prédiction.

Pour l'interprétation de résultats, un cas favorable se rencontre lorsque les nombres quantiques du fondamental ne peuvent correspondre qu'à une assignation i , par exemple lorsque ce niveau correspond à une valeur de K élevé ou à une parité qui tranche avec celle de ses voisins. Le problème est encore plus difficile pour les impairs en neutrons puisque comparativement, la densité de niveaux y est plus grande que pour les protons. Pour les impairs-impairs, le choix des configurations est augmenté par la combinatoire ce qui rend toute interprétation encore plus difficile.

Les techniques de mesures utilisées par le groupe jusqu'ici ne sont applicables qu'aux isotopes d'éléments alcalins (Z impairs). Les mesures portent donc uniquement sur des impairs et des impairs-impairs ce qui ne rend pas leur interprétation aisée.

4.6 DEFORMATIONS OCTUPOLAIRES

Ce sont les déformations les plus intéressantes, puisque des indices expérimentaux de leur existence n'ont été obtenus que très récemment dans les isotopes de radium⁽⁴⁻¹⁹⁾ et d'actinium⁽⁴⁻²⁰⁾. D'autre part, les prédictions théoriques^(4-21,4-22) également très récentes situent de telles déformations dans les régions auxquelles se rapportent une grande partie des mesures de ce travail.

a) Déformations impaires statiques

Dans les paragraphes qui précèdent, on a vu comment, pour interpréter les bandes rotationnelles, il a été nécessaire d'introduire la notion de référentiel intrinsèque dans lequel le noyau est déformé. En première approximation, cette déformation est statique et la symétrie sphérique est restaurée par projection sur un état de bon spin à l'aide d'une matrice de rotation D_{MK}^I . Les auteurs de ce modèle, Bohr et

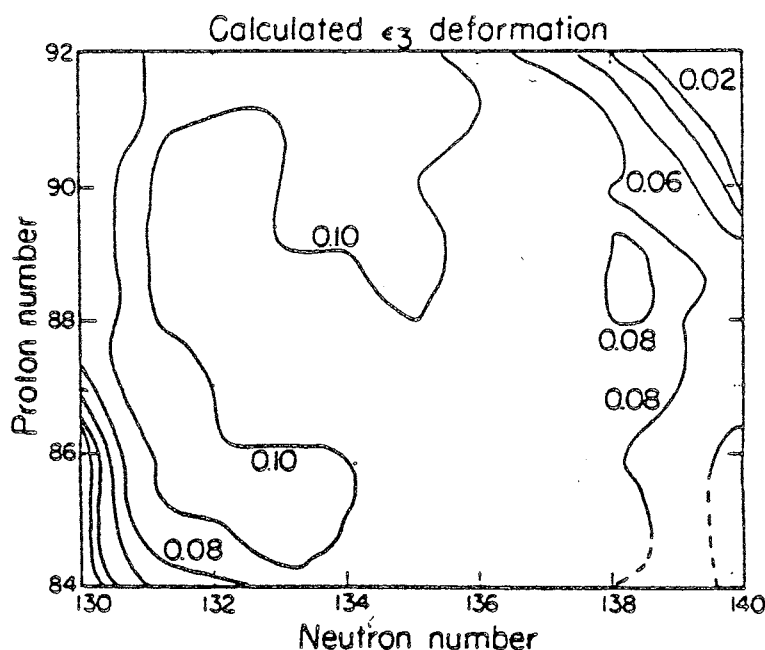
Mottelson, avaient également envisagé la brisure d'autres symétries et en particulier celle de la parité^(4-2.3). En se limitant aux déformations axiales, cela conduit à des noyaux en forme de poire où les termes multipolaires impairs $l=3$ (octupolaire) et $l=1$ (dipolaire) sont présents. Ce ne sont évidemment pas des états propres de la parité et ce sont leurs projections sur des états de parité définie qui ont une signification physique. S'il s'agit bien d'une déformation statique les deux projections K^\pm d'un même état intrinsèque sont les têtes de deux bandes rotationnelles de parités opposées mais de caractéristiques semblables.

b) Déformations octupolaires du coeur

Les déformations octupolaires axiales peuvent être caractérisées par un seul paramètre de déformation β_3 analogue du $\beta(\beta_2)$ des déformations quadrupolaires axiales du paragraphe 4.1. L'existence de déformations qui ne soient pas des états propres de la parité ne signifie pas que le hamiltonien intrinsèque ne commute pas avec la parité. Cela signifie que la surface d'énergie en fonction de la déformation possède deux minima à $\beta_3 \neq 0$ symétriques par rapport à l'axe $\beta_3 = 0$. Les états de parité définie sont alors $(|\beta_3 = |\beta_3| > \pm |\beta_3 = -|\beta_3| >)/\sqrt{2}$. L'existence de deux minima symétriques à $\beta_3 \neq 0$ ne permet pas de conclure à une déformation statique. Tout dépend de leur profondeur et de la hauteur du col sur l'axe $\beta_3 = 0$. Suivant ces valeurs, on passe graduellement de la mollesse à la déformation octupolaire. Et quoiqu'il en soit, dans l'espace des déformations, les fluctuations quantiques entraînent une distribution de probabilité non nulle pour $\beta_3 \neq 0$ même en l'absence de minimum et autour de ce minimum s'il existe. La distinction n'est donc pas nette entre ces deux possibilités.

Les premiers résultats théoriques indiquant une déformation octupolaire dans le fondamental proviennent de calculs effectués par la méthode macroscopique-microscopique^(4-21.1). En l'absence de déformation octupolaire, la comparaison entre les masses ainsi calculées et leurs valeurs expérimentales montrait, dans la région de ^{222}Ra , une différence significative de l'ordre du MeV. Celle-ci pouvait être alors éliminée par l'introduction d'un terme octupolaire sans que les paramètres des parties macroscopiques ou microscopiques ne soient réajustés. Après une étude systématique, les seules régions où peuvent exister des

déformations octupolaires sont celles autour de ^{146}Ba et ^{224}Ra - ^{226}Th . Les césiums et les franciums lourds se trouvent dans ces régions. Dans le schéma suivant, de la référence 4-21.2, est représentée la déformation calculée en fonction de N et de Z dans cette dernière région.



La figure 4.C représente l'énergie de liaison en fonction de la déformation octupolaire et quadrupolaire pour les isotopes $^{220-224}\text{Ra}$. Ces résultats sont très peu sensibles au type de potentiel utilisé dans la partie microscopique, à condition que la succession des niveaux à déformation nulle soit respectée. Mais le terme macroscopique doit prendre en compte la nature diffuse de la surface nucléaire, ce qui favorise les déformations de multipolarités élevées^(4-21.4).

D'autre part, très récemment, un calcul de type Hartree-Fock a été réalisé par P. BONCHE et collaborateurs sur ^{222}Ra avec déformation octupolaire. Les résultats sont sur le point d'être publiés⁽⁴⁻²²⁾ et confirment ceux des calculs M.μ. aussi bien en ce qui concerne la déformation que les spectres de particules indépendantes. Sur la figure 4.D est représentée la densité de charge de ^{222}Ra résultant de ce calcul.

c) Niveaux d'énergie

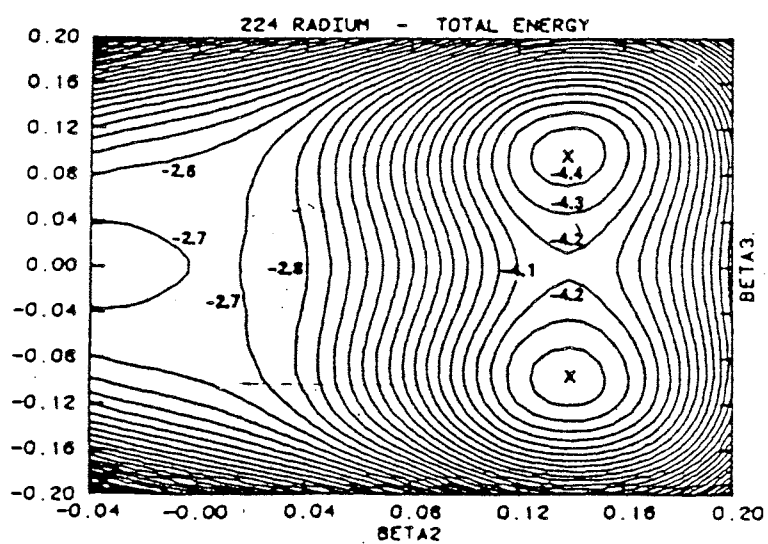
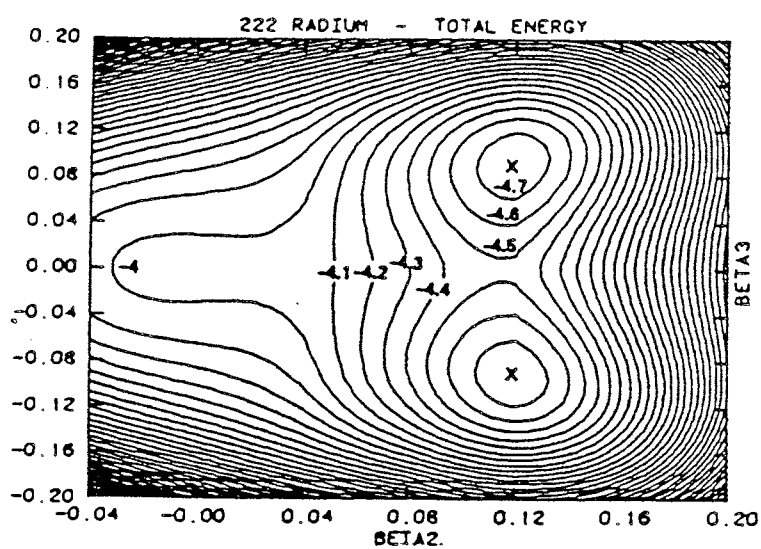
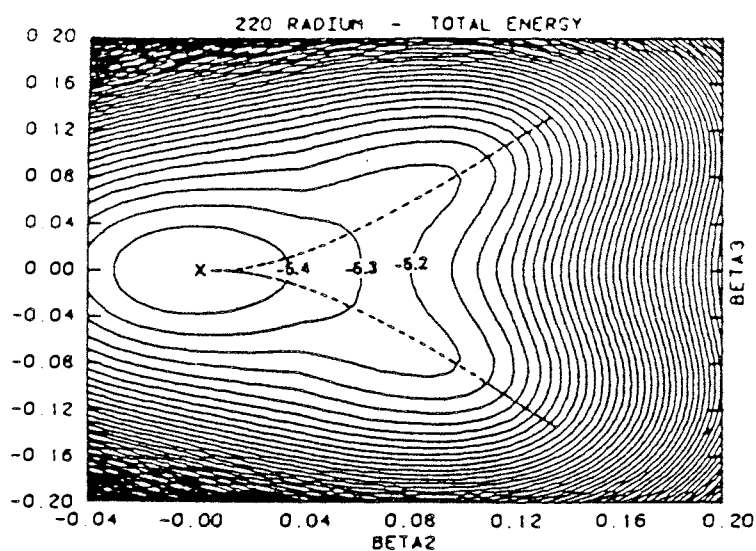


FIGURE 4.C : DEFORMATION DE $^{220-224}\text{Ra}$

(ref. 4-21.4)

Les deux méthodes employées (M. μ . et C(HF+BCS)) pour les calculs des paires-paires avec déformation octupolaire fournissent les niveaux d'énergie de particule indépendante. Sur la figure 4.E sont représentés les niveaux de protons et de neutrons dans la région du radium et pour $\beta_3 = 0$ et $\beta_3 = 0,08$ calculés par M. μ . dans la référence 4-21.3. La figure 4.F représente les spectres de particules indépendantes de ^{222}Ra en fonction du moment octupolaire provenant du calcul C(HF+BCS) cité plus haut. Dans les deux cas, la série des spins des isotopes impairs de radium $^{221-229}\text{Ra}$ (5/2,3/2,1/2,3/2,5/2) (4-19.2) n'est correctement reproduite que pour $\beta_3 \neq 0$.

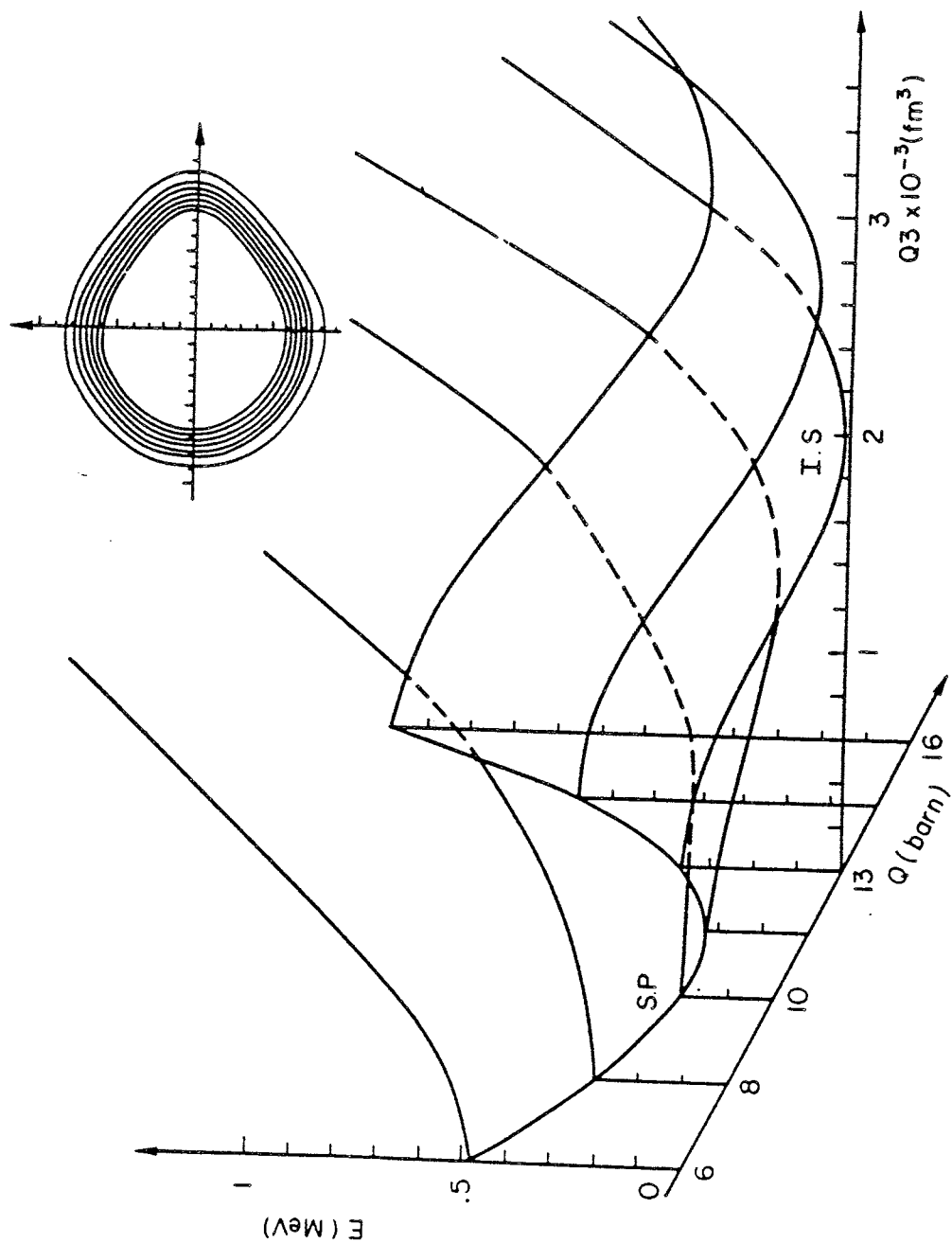
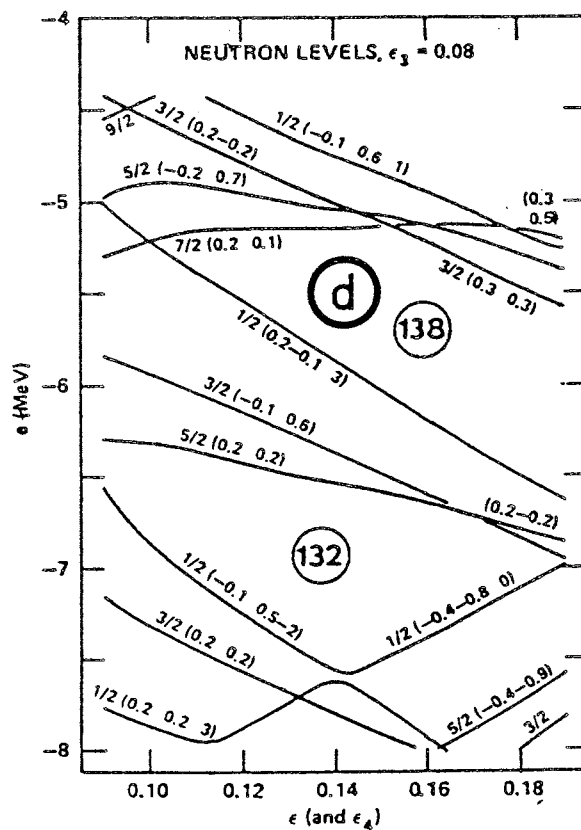
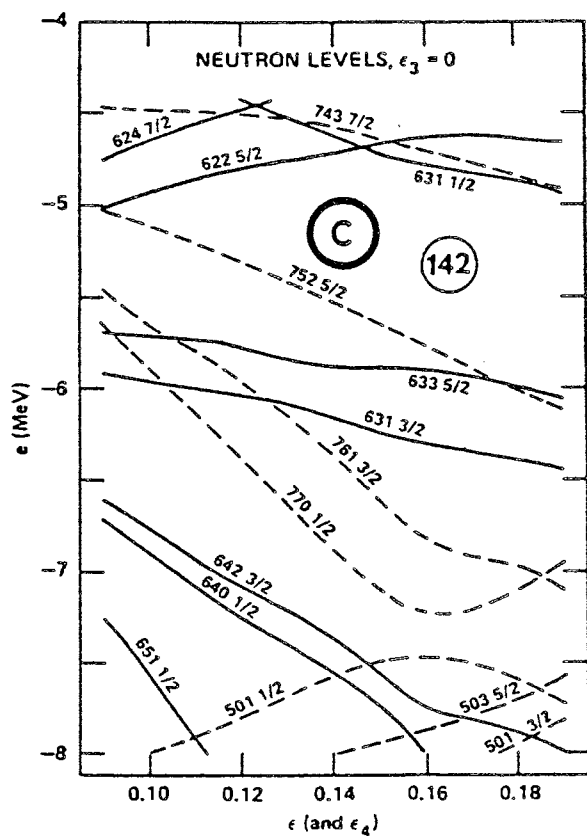
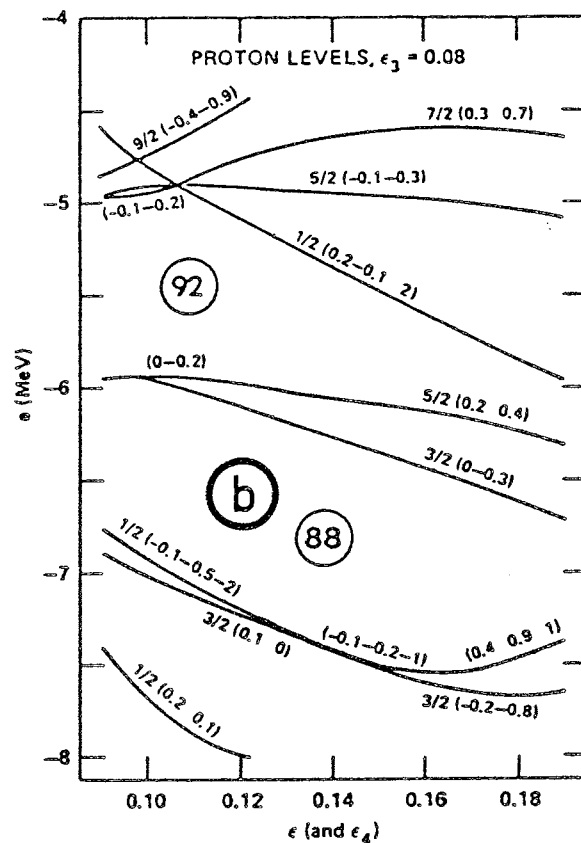
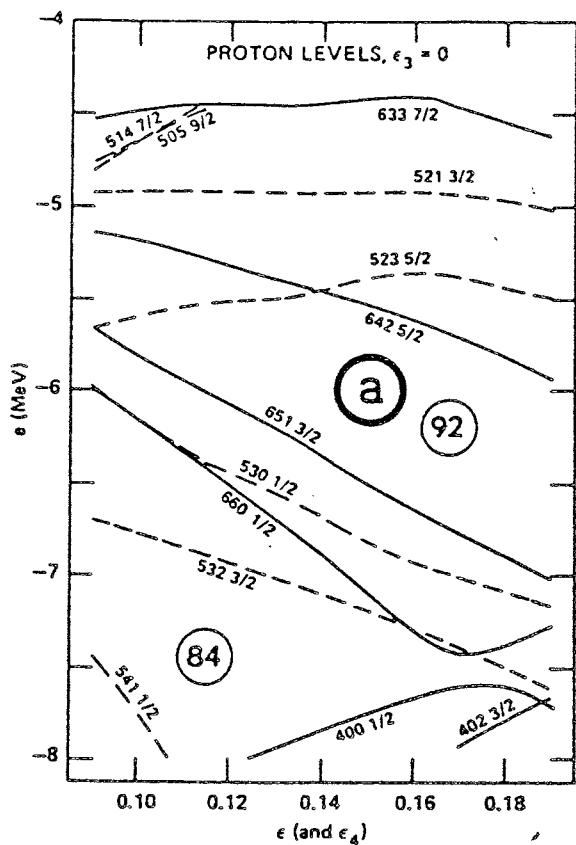


FIGURE 4.D : DEFORMATION DE ^{222}Ra CALCULEE PAR C(HF+BCS) (ref. 4-22)



(ref. 4-21.3)

FIGURE 4.E : NIVEAUX D'ENERGIE ET DEFORMATION OCTUPOLAIRE (M. μ .)

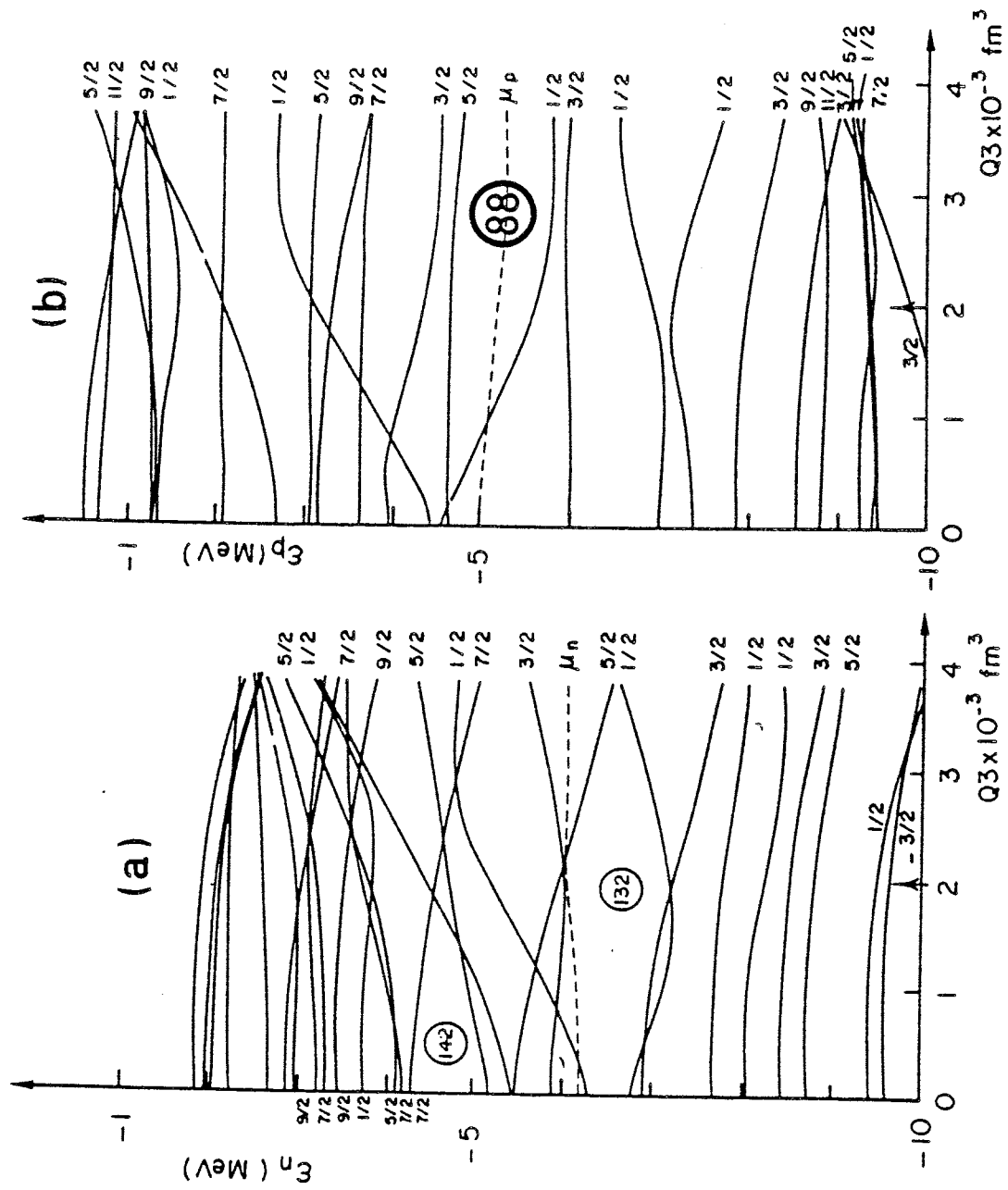


FIGURE 4.F : NIVEAUX D'ENERGIE ET DEFORMATION OCTUPOLAIRE C (HF+BCS) (ref. 4-22)

V - LES ISOTOPES DE CESIUM

Dans ce chapitre sont présentées et discutées les grandeurs nucléaires obtenues à partir des mesures de spectroscopie atomique figurant dans le chapitre III. Deux isotopes nouveaux de césium ^{118}Cs et ^{146}Cs ont pu être mesurés en spectroscopie hyperfine. Leurs propriétés sont dans la continuité de ceux déjà connus. Cependant, plusieurs années s'étant écoulées, et des progrès théoriques ayant été réalisés, il nous a paru intéressant de revenir sur l'interprétation, en particulier en ce qui concerne les isomères des césiums légers (essentiellement ^{121}Cs) et certaines propriétés des pairs-pairs voisins.

5.1-RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans les tableaux suivants (5-A et 5-B), sont rassemblées les grandeurs nucléaires obtenues pour les isotopes de césium les plus exotiques. Toutes ces quantités (sauf la période) ont été mesurées par spectroscopie atomique hyperfine.

Excepté $^{118,146}\text{Cs}$, ces données sont extraites de la référence 3-1. Les valeurs de période proviennent de la table de la référence 5-1. Le passage de Q_s à Q_0 est réalisé grâce à la formule de projection du paragraphe 4.1 avec $K=I$ sauf pour $^{124,126,128}\text{Cs}$ où l'on a pris $K=0 \neq I=1$. Egalement, à partir des relations du paragraphe 4.1, on obtient $\beta(Q_0) = \langle \beta \rangle$ et $\beta(\langle r^2 \rangle) = \langle \beta^2 \rangle^{1/2}$. $\beta(\langle r^2 \rangle)$ est obtenu à partir des valeurs de $\Delta \langle r^2 \rangle$ dérivées du déplacement isotopique (paragraphe 3.1) comparées au modèle "droplet" sphérique⁽⁴⁻¹¹⁾. C'est la variation de $\langle \beta^2 \rangle$ entre l'isotope considéré et celui qui correspond à la fermeture de couche à $N=82$: ^{137}Cs . Il faut fixer la valeur absolue de $\langle \beta^2 \rangle$ pour un isotope, les autres étant déterminées par les différences $\langle \beta^2 \rangle_A - \langle \beta^2 \rangle_{\text{réf}}$. $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ a été fixé à 0,12 pour ^{137}Cs de sorte que l'on ait $\beta(\langle r^2 \rangle) \sim \beta(Q_0)$ partout. Cela conduit pour les isotopes lourds à des valeurs de $\beta(\langle r^2 \rangle)$ très supérieures à celles de $\beta(Q_0)$. Il ne faut pas oublier que l'extraction de $\beta(\langle r^2 \rangle)$ repose sur un modèle nucléaire (droplet sphérique) et atomique (facteur F du paragraphe 1.5.b). F peut être sous-évalué en valeur absolue, ce qui aurait pour effet de sur-évaluer $\beta(\langle r^2 \rangle)$ pour les isotopes lourds. Aussi il peut être hasardeux d'interpréter la valeur absolue de la différence entre les deux méthodes de calcul du paramètre de déformation. On peut par contre comparer leurs évolutions relatives avec confiance.

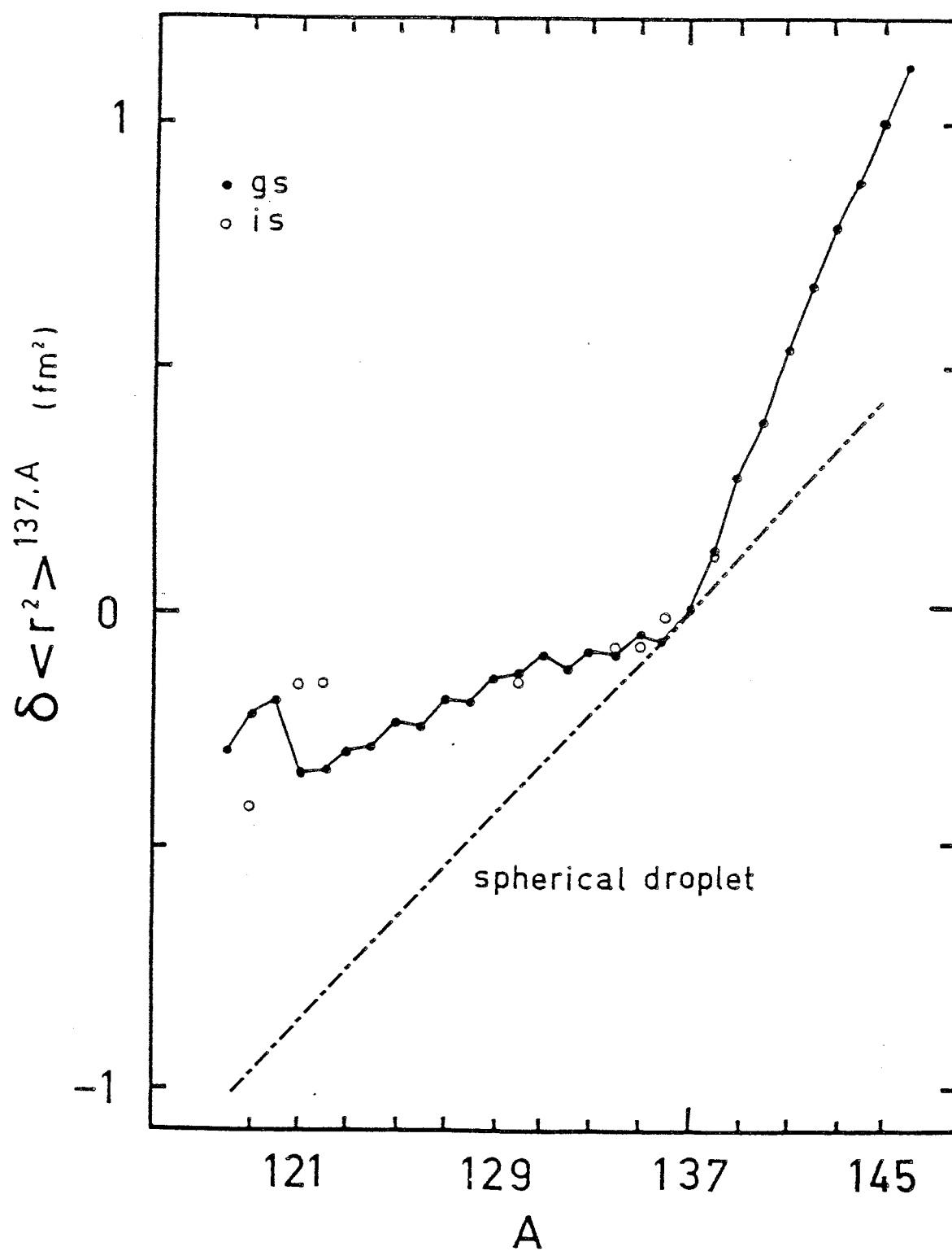


FIGURE 5.A : VARIATION DU RAYON CARRE MOYEN DE CHARGE (Cs)

A	N	$T_{1/2}$	I	μ_I	Q_0	$\beta(Q_0)$	$\beta(\langle r^2 \rangle)$
				μ_n	b		
118	63	14s	2	3,876(3)	4,9(4)	0,323	0,315
119	64	36s	9/2	5,46(3)	5,1(2)	0,334	0,316
119 ^m	64	28s	3/2	0,838(5)	4,5(5)	0,296	0,278
120	65	64s	2	3,87(2)	5,08(7)	0,331	0,309
121	66	2,09m	3/2	0,770(4)	4,19(5)	0,274	0,272
121 ^m	66	2,9m	9/2	5,41(3)	4,93(9)	0,320	0,308
122	67	21s	1	-0,1333(9)	(~4)		0,261
122 ^m	67	4,2m	8	4,77(2)	4,7 (1)	0,304	0,298
123	68	5,8m	1/2	1,377(7)	-	-	0,259
124	69	30,8s	1	0,673(3)	3,7 (2) *	0,239	0,248
125	70	45m	1/2	1,409(7)	-	-	0,246
126	71	1,64m	1	0,777(4)	3,4 (1) *	0,218	0,232
127	72	6,2h	1/2	1,459(7)	-	-	0,233
128	73	3,62m	1	0,974(5)	2,85(4) *	0,182	0,216

Tableau 5-A: Isotopes légers du césium * K=0

A	N	$T_{1/2}$	I	μ_I	Q_0	$\beta(Q_0)$	$\beta(\langle r^2 \rangle)$
				μ_n	b		
143	88	1,78s	3/2	0,870(4)	2,4(2)	0,140	0,253
144	89	1,00s	1	-0,546(3)	3,0(1)	0,177	0,260
145	90	0,59s	3/2	0,784(4)	3,1(3)	0,182	0,274
146	91	0,44s	1	-0,515(2)	2,23(34)	0,131	0,280

Tableau 5-B : Isotopes lourds du césium.

a) Isotopes lourds de césium

Les isotopes lourds de césium regroupés dans le tableau 5-B sont intéressants car ils se situent dans la région où est théoriquement envisagée l'existence d'une déformation octupolaire statique (voir paragraphe 4.6). Le meilleur candidat étant ^{146}Ba ($Z=56$, $N=90$), la mesure de ^{146}Cs ($Z=55$, $N=91$) était donc très importante. Toutefois, l'examen des propriétés du fondamental de $^{143-146}\text{Cs}$ ne fait pas ressortir d'effet anormal. On peut seulement remarquer que $\beta(Q_0)$ est significativement plus élevé pour $^{144,145}\text{Cs}$ que pour $^{143,146}\text{Cs}$ sans que cela ne se répercute sur $\beta(\langle r^2 \rangle)$. Cela peut éventuellement s'interpréter comme un changement de forme.

Les spins $I=3/2$ des impairs s'interprètent de la même façon que ceux des très légers $^{121,119}\text{Cs}$ (voir plus loin) par l'occupation de l'orbitale $[422]3/2$ d'après les notations de Nilsson.

b) Isotopes légers de césium

La figure 5.A, représente la variation du rayon carré moyen de charge pour les isotopes de césium de masses allant de 118 à 146. Dans la région des très légers, on observe la présence d'isomères pour $^{118,119,121,122}\text{Cs}$. Pour simplifier, sans préjuger à quel état correspond le fondamental, on écrira que $^{119m,121,122,123}\text{Cs}$ sont "normalement" déformés et que $^{119,120,121m,122m}\text{Cs}$ le sont "anormalement". La normalité correspond à la continuité par rapport aux isotopes plus lourds. La différence de forme s'observe à la fois sur le rayon carré moyen et sur le moment quadrupolaire. Les impairs anormalement déformés ont tous deux un spin $9/2$: les déformations anormales correspondent à un état de trou dans le niveau de Nilsson $[404]9/2^{(5-2)}$. Le rayon carré moyen et le moment quadrupolaire intrinsèque de ^{118}Cs le classent dans les déformations anormales (Tableau 5-A). En fait, il est l'analogue de ^{120}Cs où le proton de $K=9/2$ est couplé à un neutron de $K=5/2$, ce qui conduit à un spin $I=2$. Pour ^{118}Cs , les niveaux de Nilsson naturellement occupés par le 63^{ème} neutron correspondent effectivement à $K=5/2$: $[413]5/2$ ou $[532]5/2$ (voir fig. 5.F.a et 5.G.a). Dans ce tableau, on peut remarquer que pour les isotopes $^{124,126,128}\text{Cs}$, on a dû prendre $K=0 \neq I=1$ pour calculer Q_0 . Dans le cas contraire ($K=I=1$), Q_0 eût été négatif comme Q_s . Avec $K=0$, les valeurs de Q_0 suivent la tendance des noyaux

normalement déformés : la déformation est d'autant plus prononcée que l'on s'éloigne de la fermeture de couche en neutrons pour ^{137}Cs . ^{226}Fr (voir chapitre suivant) correspond à la même situation ($K=0 \neq I=1$) que ces trois exemples. Pour ^{122}Cs , la valeur de Q_0 portée dans le tableau n'est qu'une interpolation, le facteur de projection étant inconnu du fait du mélange des orbitales $K_{\text{proton}}=1/2$ et $K_{\text{proton}}=3/2$. Il se situe en effet dans la zone de transition entre les spins $1/2$ et $3/2$ des impairs. Son Q_s est négatif ($-0,19b$) et par projection avec $K=0$ ou 1 on obtiendrait une déformation irréaliste. Inversement, à partir de Q_s , de Q_0 interpolé et de la formule de projection, on peut estimer $\langle K^2 \rangle$ à $0,5$, c'est à dire un mélange équiprobable de $K=0$ et $K=1$. Cela s'interprète comme le couplage de l'orbitale de neutron de $K=1/2$ avec un mélange équilibré des deux orbitales de proton de $K=1/2$ (fondamental de ^{123}Cs) et $K=3/2$ (fondamental de ^{121}Cs). Cette orbitale est remplie naturellement par le 67^{ème} neutron dans le spectre de la figure 5.G.a obtenu par un calcul auto-consistant.

Les données du tableau 5-A ont été rassemblées dans le but de préciser l'environnement de ^{121}Cs . Cet isotope possède un isomère et a été choisi pour tenter de reproduire par une méthode auto-consistante sa déformation normale et anormale. Les résultats peuvent être transposés qualitativement à ^{118}Cs . ^{121}Cs a été préféré car c'est un impair et non un impair-impair, ce qui aurait augmenté considérablement les difficultés. Les impairs plus lourds ont un spin $1/2$ ce qui rend impossible la mesure du moment quadrupolaire, donnée essentielle puisqu'elle conduit à la déformation quadrupolaire statique. D'autre part, entre ^{123}Cs et ^{121}Cs s'effectue la transition entre les spins $1/2$ et $3/2$ dans l'état normalement déformé et l'on espérait aussi pouvoir en rendre compte.

Mais avant d'effectuer des calculs sur un impair, il est nécessaire d'étudier les paires-pairs voisins afin de préciser le "paysage" de la surface d'énergie en fonction de la déformation $E(\alpha)$. Le spectre des niveaux d'énergie de particule indépendante doit également être obtenu avant de choisir le niveau dans lequel placer le dernier proton.

5.2- CALCULS C(HF+BCS) SUR LES PAIRS-PAIRS VOISINS DE ^{121}Cs

Les calculs présentés ici et dans les paragraphes suivants ont été réalisés à partir d'un programme écrit par P. BONCHE et collaborateurs

(référence 5-3). Ils utilisent la méthode du champ moyen (Hartree-Fock) dont le principe a été présenté succinctement dans le paragraphe 4.3. La contrainte porte sur le moment quadrupolaire de masse Q_m et l'angle d'asymétrie γ (voir paragraphe 3.1). La symétrie par renversement du temps et la parité sont imposées. Les fonctions d'ondes sont calculées aux noeuds d'un réseau cubique de 11 fm de côté dont la maille est de 1 fm. Il correspond à 1/8 du noyau, compte tenu de ses symétries. Le traitement de l'appariement est effectué par la méthode de BCS (paragraphe 4.4). Le programme est "vectorisé" de façon à pouvoir utiliser les possibilités de l'ordinateur vectoriel CRAY-1 du Centre de Calcul Vectoriel pour la Recherche situé à l'Ecole Polytechnique à Palaiseau.

a) Mise en oeuvre pratique

L'énergie du noyau est calculée pour divers points (Q_m, γ) de déformation quadrupolaire triaxiale. On a contraint γ à prendre les valeurs $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ (0° =prolate, 60° =oblate) et pour Q_m , en général des valeurs allant de 0 à 1400 fm^2 par pas de 200 fm^2 . Le moment quadrupolaire de masse est exprimé ici en fermis carrés et le moment quadrupolaire électrique Q_0 en barns (b). On rappelle que $1b = 100 \text{ fm}^2$ et que $Q_0 \sim ZQ_m/A$. Cette différence d'unité n'est justifiée que par l'habitude. Les noyaux étudiés ici étant très déformés, il est légitime d'identifier Q_m sur lequel porte la contrainte à un opérateur intrinsèque (voir paragraphe 4.3). La force Skyrme III a été utilisée dans tous les cas sauf un. Le réseau des points de l'espace des déformations utilisé pour le calcul de ^{120}Xe est représenté sur la figure 5.B. La maille est plus serrée au voisinage du minimum. La surface d'énergie en fonction de la déformation est ensuite obtenue par interpolation et visualisée sous forme de courbes de niveaux. Pour cela, un programme, tenant compte des symétries de la surface d'énergie, écrit par J. LIBERT a été utilisé. Il a été adapté au VAX-785 du Centre de Calcul ARIEL de l'IPN/CSNSM par F. NAULIN.

Le calcul d'un noyau de $A \sim 100$ avec la grille de la figure 5.B demande environs 3 heures de CRAY-1. Si l'on peut se limiter à quelques points autour du minimum de l'énergie, il faut compter 3 à 5 minutes par point. Les calculs dont les résultats sont présentés ci-dessous représentent approximativement 10 heures CPU de CRAY. Pour chaque point

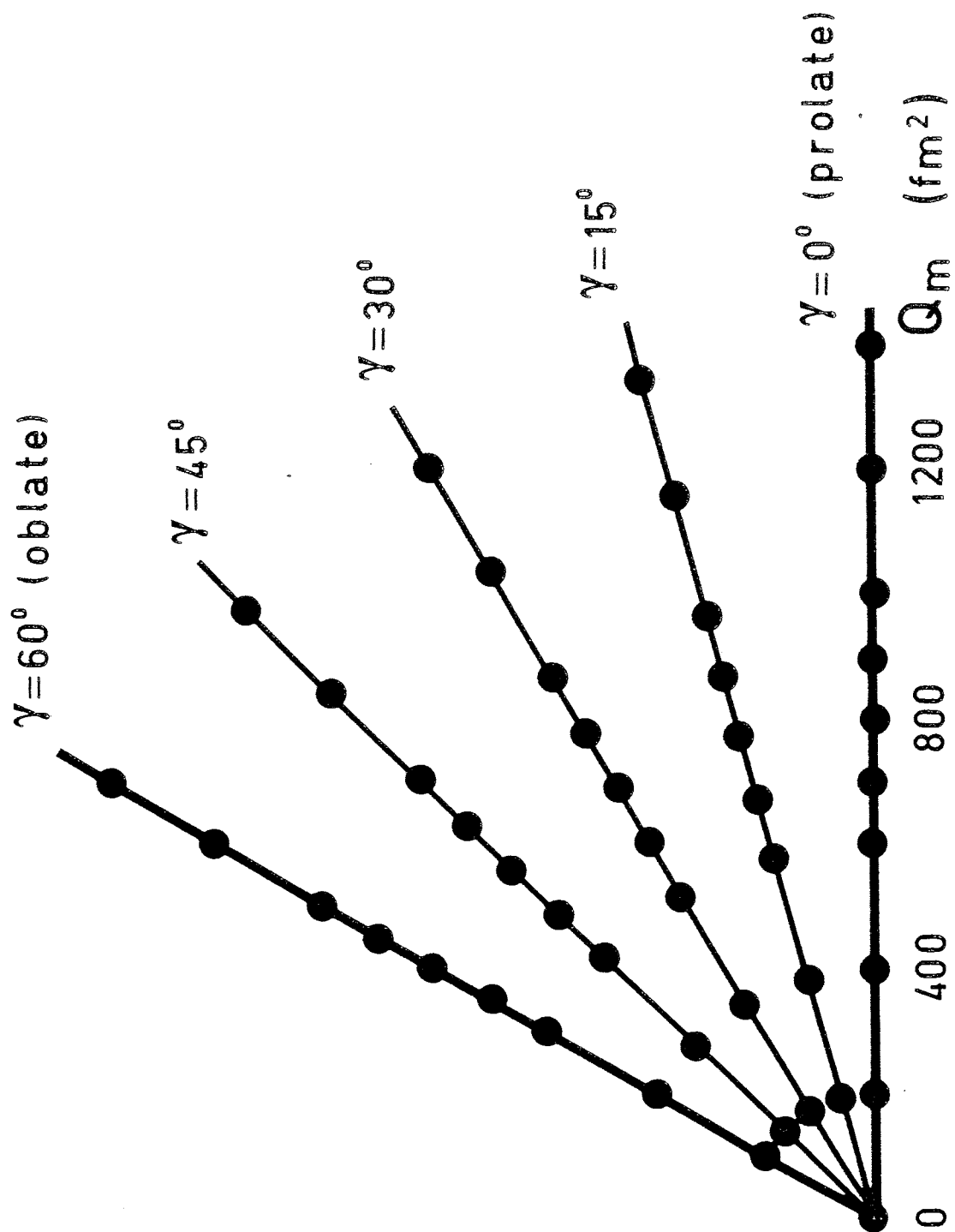


FIGURE 5.B : RESEAU DES DEFORMATIONS POUR ^{120}Xe

du réseau des déformations et après chaque série d'itérations, un fichier (5 megaoctets) des fonctions d'ondes est créé et stocké. Une gestion stricte est donc nécessaire pour ne pas dépasser la capacité allouée. Au total, les fonctions d'ondes de ^{120}Xe occupent 250 Mo et sont sauvegardées sur bande.

Pour chaque point, en plus de l'énergie totale, le programme fournit de nombreux autres résultats. On dispose du spectre des niveaux avec pour chacun, l'énergie de particule individuelle $e_1(Q_m, \gamma)$ et de quasi-particule $\tilde{e}_1(Q_m, \gamma)$, sa probabilité d'occupation v_1 , sa parité, et la valeur moyenne du moment angulaire le long de l'axe Oz' . Si ce dernier est un axe de symétrie, on dispose alors de la valeur de K . D'autres éléments sont fournis et il en sera fait mention en temps utile.

b) Ajustement des constantes d'appariement

Il faut ajuster l'intensité de la force d'appariement (différente pour les protons et les neutrons) sur les valeurs expérimentales d'énergie de quasi-particule. Pour les neutrons, elle est donnée par la formule suivante : (5-3,4-18.3)

$$\tilde{e}_{\text{exp}}(N, Z) = (6B(N, Z) - 4B(N+1, Z) - 4B(N-1, Z) + B(N+2, Z) + B(N-2, Z)) / 8$$

où B est l'énergie de liaison expérimentale. L'intensité de la force d'appariement de neutrons est $G_N = g_N / (11 + N)$. Une fois obtenus le minimum de l'énergie en fonction de la déformation puis l'énergie de quasi-particule minimale, la comparaison avec \tilde{e}_{exp} permet d'ajuster g_N . La même procédure est évidemment appliquée aux protons.

Il faut remarquer que la valeur de la déformation qui minimise l'énergie totale dépend de $g_{N,p}$ et l'on doit donc opérer par approximations successives. En corollaire, \tilde{e}_{exp} étant connu avec une précision limitée, il s'ensuit une incertitude sur les valeurs absolues des déformations calculées.

c) Calculs triaxiaux sur ^{120}Xe

^{120}Xe ($Z=54$) a été choisi au départ car il est le voisin immédiat de ^{121}Cs : ils ne diffèrent que d'une unité de Z . Avant d'effectuer un calcul sur un impair, il fallait, comme première approximation, connaître la surface d'énergie d'un pair-pair voisin. C'est sur ce noyau

qu'ont été ajustées les constantes d'appariement. On a obtenu, avec la force Skyrme III, les valeurs du tableau 5-C.

Les valeurs expérimentales ont été calculées à partir de la table de Wapstra et Audi⁽⁵⁻⁴⁾. Ces valeurs de g ont été conservées pour tous les autres noyaux voisins. On peut estimer la précision sur les déformations calculées à quelques pourcent sur la valeur absolue, compte tenu de l'incertitude sur \tilde{e}_{exp} .

^{120}Xe	$g(\text{MeV})$	$\tilde{e}_{\text{exp}}(\text{MeV})$	$\tilde{e}_{\text{th}}(\text{MeV})$	
N	18	1,3(2)	1,40	(SIII)
P	17	1,3(2)	1,15	

Tableau 5-C

La carte de l'énergie en fonction de la déformation triaxiale a été réalisée ainsi qu'il l'a été décrit précédemment. Le résultat est présenté sur la figure 5.C. On y observe que le calcul conduit à un minimum prolate, malgré une certaine mollesse vers la triaxialité. Les courbes de niveaux y sont espacées de 0,5 MeV en général et de 0,1 MeV dans la région du minimum. ^{120}Xe ne peut certainement pas être assimilé à un rotateur rigide à très haut spin (vitesse de rotation collective élevée) mais on considérera que le fondamental est prolate. On ne doit pas oublier que les fluctuations quantiques entraînent une probabilité non nulle de déformation à $\gamma \neq 0^\circ$ dans la direction de la vallée. Les caractéristiques du minimum sont regroupées avec celles des autres noyaux dans le tableau 5-F. Les spectres d'énergie de particule indépendante sont discutés dans le paragraphe suivant. Pour ceux qui ont été calculés ici, ils changent très peu d'un noyau à l'autre.

d) Rotation forcée de ^{120}Xe

La version incluant la rotation forcée ("cranking") du programme ayant permis de calculer ^{120}Xe en triaxial est disponible depuis peu. Elle a été utilisée pour calculer les deux premiers niveaux rotationnels de ^{120}Xe à titre de test. Les contraintes sur le moment quadrupolaire ont été levées. Dans ces conditions, le noyau est libre de se déformer

^{120}Xe

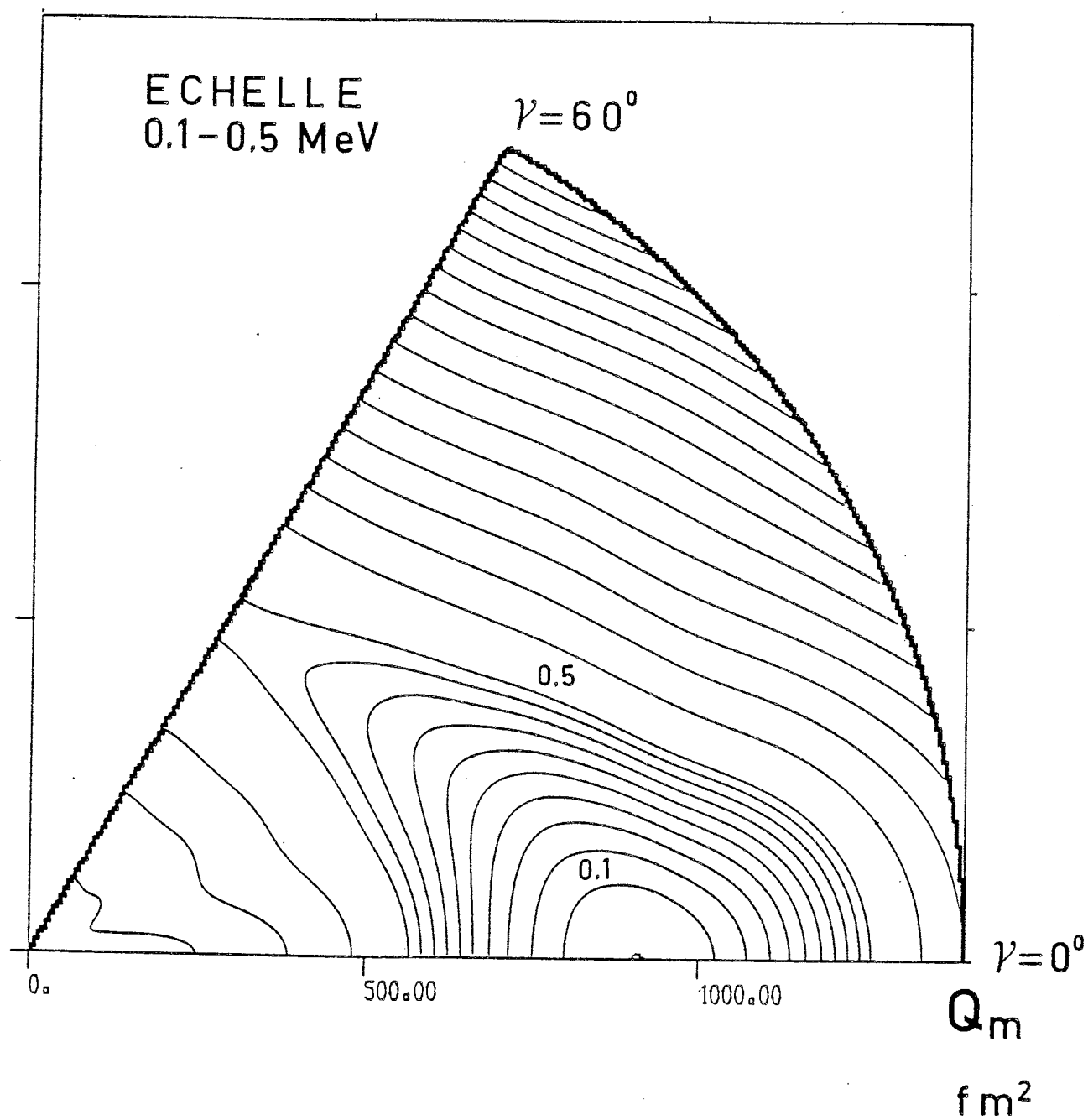


FIGURE 5.C : ENERGIE DE LIAISON DE ^{120}Xe EN TRIAXIAL

lorsqu'il est mis en rotation. Les résultats obtenus sont dans le tableau 5-D.

Le rapport E_{2+}/E_{4+} vaut $6/20=0,3$ lorsque le noyau est un bon rotor. On obtient 0,27 par le calcul et 0,40 par l'expérience⁽⁵⁻⁵⁾. ^{120}Xe est donc un moins bon rotor que le programme ne le prédit.

A partir de l'énergie de rotation, la valeur du moment d'inertie, utile pour la suite, peut être calculée : $E_I = I(I+1)/2\mathcal{J}$. Le programme fournit à partir de E_{2+} la valeur de $1/2\mathcal{J} = 44$ keV.

^{120}Xe	I	E_I^{th} keV	E_I^{exp} (5-5) keV	Q_m^{th} fm^2	γ^{th} °
	0^+	0	0	911,0	0
	2^+	265	321,8	922,0	0,043
	4^+	972	794,6	935,7	0,095

Tableau 5-D

e) Calculs sur ^{128}Ba

Les baryums ($Z=56$) sont les voisins des césiums et de nombreuses mesures en spectroscopie atomique ont été effectuées à ISOLDE par une autre équipe⁽⁵⁻⁶⁾. Les résultats de ces mesures s'expliquent par une déformation d'autant plus prononcée que l'isotope est éloigné de la fermeture de couche en neutrons à $N=82$. Inversement, à l'approche de ce nombre magique, les baryums seraient triaxialement mous, si ce n'est triaxiaux. En particulier la série de spins $1/2$ entre ^{125}Ba et ^{133}Ba n'a pu être interprétée que dans le cadre d'un potentiel déformé triaxialement avec $\gamma \sim 30^\circ$. Z étant pair, le spin est produit par le neutron célibataire. Le niveau qui correspond à $I=1/2$ est maintenu au voisinage de l'énergie de Fermi malgré la variation de N d'un isotope à l'autre, à l'aide du degré de liberté triaxial. Dans les césiums impairs-impairs, on observe une série de spins $I=1$ alors que les impairs ont un spin $1/2$. La constance du spin des impairs s'explique aisément puisque dans une série isotopique Z ne varie pas. Par contre celle des impairs-impairs provient certainement du même phénomène que pour la série des baryums. D'autre part, les propriétés spectroscopiques des isotopes voisins de ^{128}Ba s'interprètent à partir de déformations triaxiales⁽⁵⁻⁷⁾.

^{128}Ba

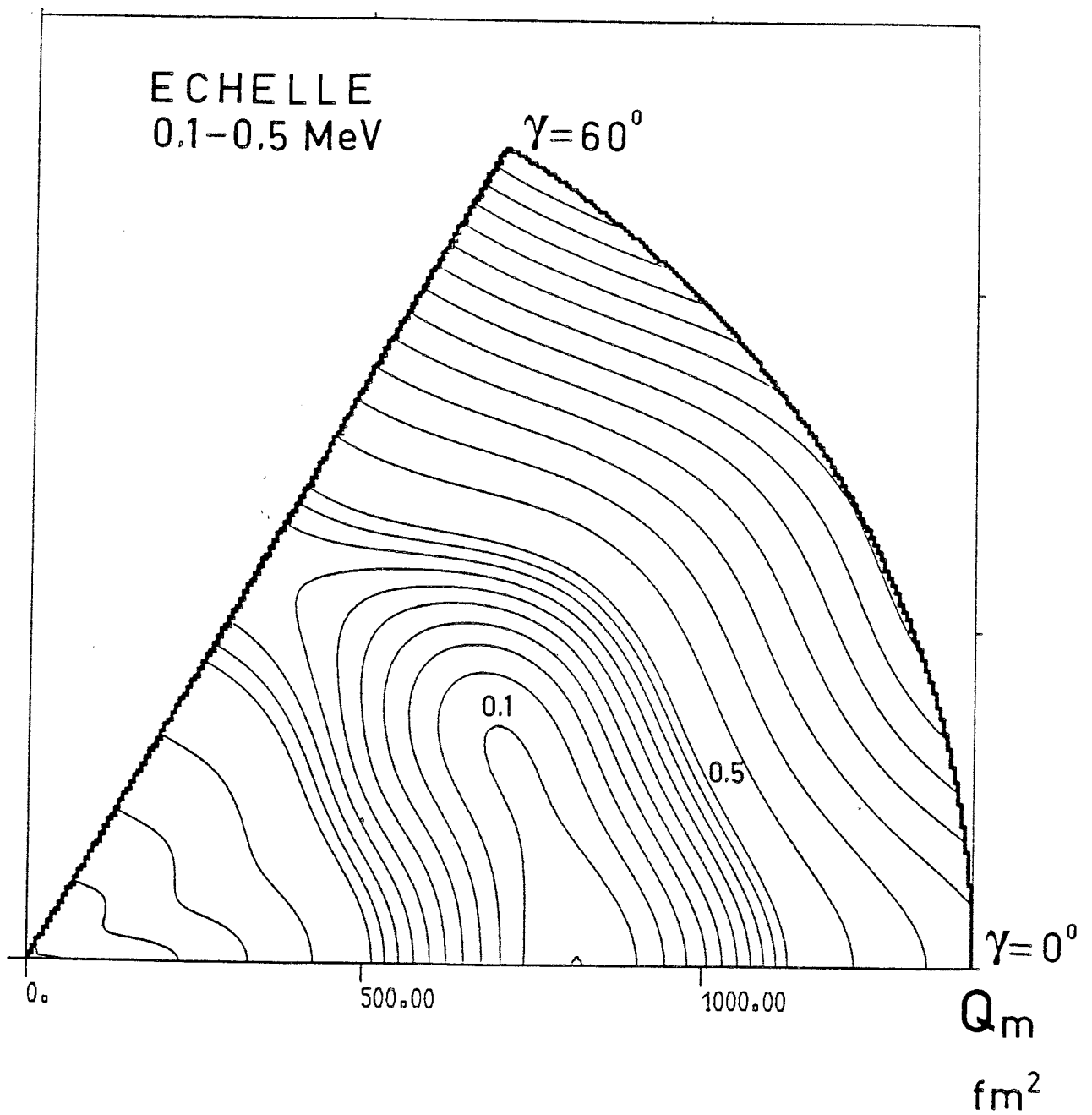


FIGURE 5.D : ENERGIE DE LIAISON DE ^{128}Ba EN TRIAXIAL

Pour que les spins des baryums impairs puissent s'expliquer par une déformation triaxiale, il faut que le coeur pair-pair soit triaxialement très mou et puisse ainsi être polarisé par le neutron célibataire. ^{128}Ba , situé dans la région de mollesse triaxiale a été calculé. Les fonctions d'ondes de ^{120}Xe , stockées sur bandes ont servi de première approximation et ont permis de ne pas démarrer à zéro comme pour ^{120}Xe . Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 5.D avec la même échelle que 5.C. On remarque immédiatement l'extrême mollesse triaxiale puisqu'en suivant le fond de la vallée, on passe de $\gamma=0^\circ$ à $\gamma=30^\circ$ pour une variation de l'énergie de 100 keV ce qui est du même ordre que la séparation des niveaux de particule individuelle. Ce coeur est donc facilement polarisable triaxialement ce qui confirme l'explication de la séquence de spin mentionnée plus haut.

f) Calculs axiaux sur les baryums voisins de ^{121}Cs

Le but de ces calculs était de comparer les déformations calculées et expérimentales provenant de la spectroscopie atomique. Ainsi le degré de confiance que l'on pouvait accorder aux calculs dans cette région pouvait être testé.

Les baryums pairs-pairs les plus proches de ^{121}Cs sont $^{120,122,124}\text{Ba}$. Ils ont été calculés en symétrie axiale avec Q_m allant de 0 à 1400-1800 fm² par pas de 200 fm². La figure 5.E rassemble les courbes d'énergie totale en fonction de la déformation. Le minimum de l'énergie est obtenu en ajustant un polynôme puis en cherchant le zéro de sa dérivée. On dispose alors des valeurs de l'énergie minimale E_{\min} et de la déformation correspondante.

Pour ^{122}Ba , en plus de Skyrme III (SIII), une autre force, SkP, a également été utilisée (voir référence 4-15). Il a fallu pour cette force modifier les constantes d'appariement et l'on est arrivé aux résultats du tableau 5-E. Seules quatre valeurs de la déformation, au voisinage du minimum ont été calculées avec cette force. Elles sont représentées également sur la figure 5.E. A part la différence d'origine des énergies, avec SkP, la déformation est significativement inférieure à celle calculée avec SIII. D'autre part, le minimum est moins prononcé avec SkP. C'est une propriété connue de SkP de "lisser" les structures par rapport à SIII. Le tableau 5-F rassemble les résultats de ces calculs (on rappelle que Q_0 est le moment quadrupolaire électrique).

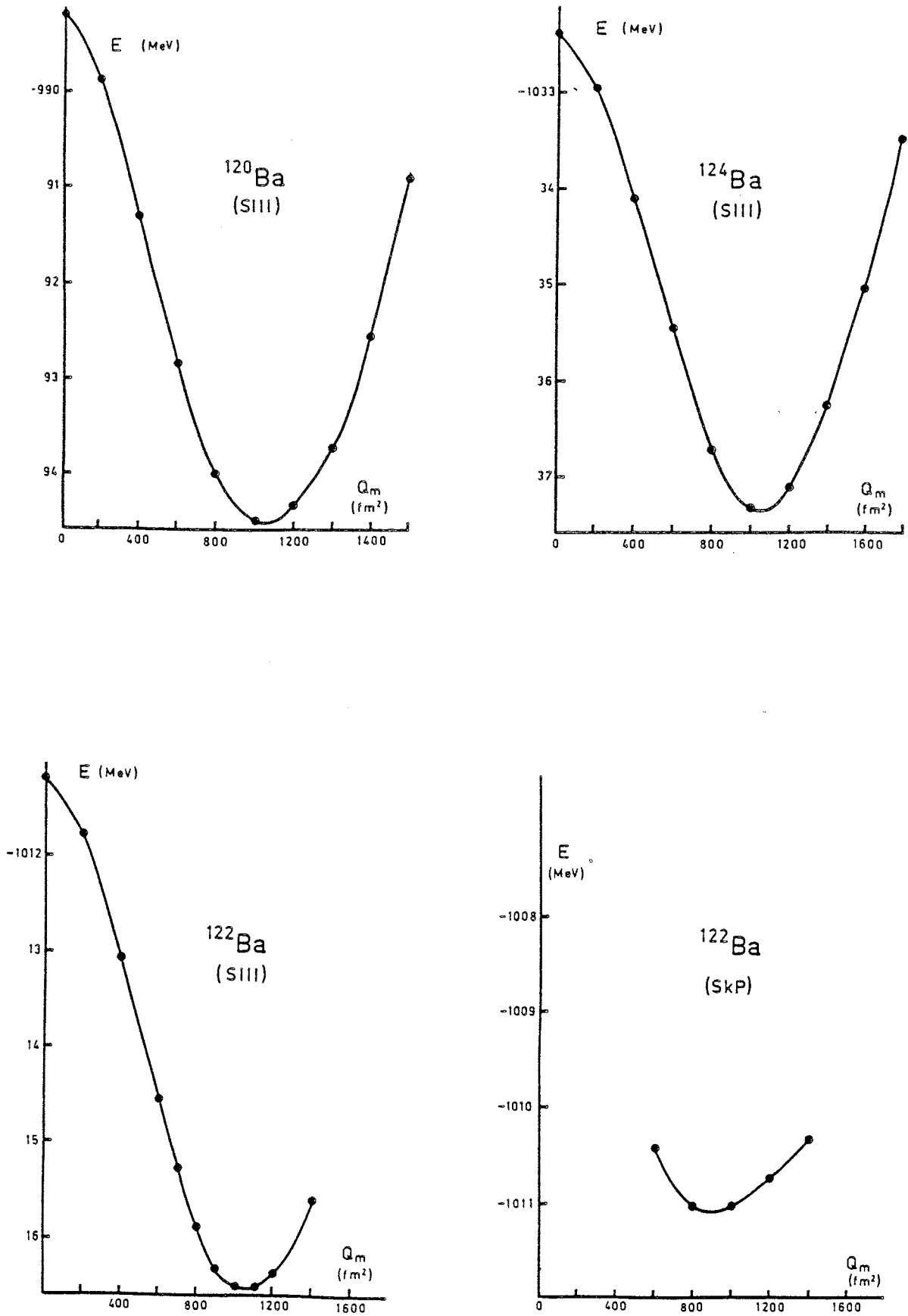


FIGURE 5.E : ENERGIE DE LIAISON DE $^{120-124}\text{Ba}$ EN AXIAL (SIII ET SkP)

^{122}Ba	g	$\tilde{e}_{\text{exp}}^{(5-4)}$	\tilde{e}_{th}	
N	14	1,2(4)	1,17	(SkP)
P	13	1,0(3)	1,0	

Tableau 5-E

Compte tenu que dans cette région, $\beta(Q_0) \sim \beta(\langle r^2 \rangle)$ la comparaison avec l'expérience est possible et l'accord entre la théorie et l'expérience est très bon. On peut, pour s'en convaincre un peu plus, regarder le tableau 5-H (p. 107) qui rassemble les énergies de séparation de nucléon(s). Il faut noter toutefois que toutes ces valeurs ne sont pas indépendantes puisque certaines ont participé au calcul de \tilde{e}_{exp} pour l'ajustement de g.

A_X	Z	N	Q_m^{th} (fm ²)	Q_0^{th} (b)	β_{th}	β_{exp} ref 5-6.2	E_{min} (MeV)
^{120}Xe	54	66	911	3,99	0,267		-1009,55
^{120}Ba	56	64	1038	4,82	0,309		- 994,51
^{122}Ba	56	66	1053	4,78	0,304	0,290	-1016,58
$^{122}\text{Ba}^*$	"	"	887	4,07	0,260	"	-1011,08
^{124}Ba	56	68	1037	4,67	0,294	0,274	-1037,34
^{128}Ba	56	72	812	3,57	0,222	0,239	-1076,03

Tableau 5.F : Energies et déformations calculées avec SIII (* : SkP)

La figure C (p. 127) rassemble des surfaces d'énergie en fonction de la déformation triaxiale. Elles ont été calculées par J. DUDEK dans le cadre d'un modèle macroscopique-microscopique (référence 5-8 et voir paragraphe 4.2). Il est difficile de comparer précisément les valeurs des déformations, mais l'accord est bon avec les calculs exposés ci-dessus. Sur la séquence $^{120-128}\text{Ba}$ on observe l'augmentation de la déformation axiale vers les légers et de la mollesse triaxiale vers les lourds.

Les calculs C(HF+BCS) nécessitent environ dix fois plus de temps calcul équivalent qu'en M-μ. Ils sont en fait complémentaires. La méthode C(HF+BCS) étant plus fondamentale est utilisée avec plus de confiance dans les régions vierges. La méthode M.μ. permet d'obtenir rapidement de nombreux résultats.

5.3 CALCULS SUR ^{121}Cs

a) Coeur de ^{121}Cs

Les isomères des Cs légers produisent sur $\langle r^2 \rangle$ (c'est à dire sur le déplacement isotopique) un effet qui ressemble, du point de vue expérimental à celui lié à la coexistence de formes oblates et prolates dans les mercures légers⁽⁵⁻⁹⁾. On a voulu, par le calcul triaxial du coeur ^{120}Xe de ^{121}Cs s'assurer qu'il n'existait pas de minimum secondaire de l'énergie. L'examen de la figure 5.C montre que s'il existe une vallée qui relie les axes prolata et oblate, il n'existe pas de barrière entre les deux et la différence entre les minima oblate et prolata est de 1MeV. D'autre part, il n'existe pas de minimum secondaire sur l'axe prolata, la maille de la grille (figure 5.B) étant suffisamment serrée pour qu'un effet ne soit pas masqué par l'interpolation.

Les isomères des césiums légers doivent donc être interprétés comme un effet de polarisation du coeur Xe par l'extra-proton⁽⁵⁻²⁾. Avant d'effectuer un calcul par HF, il faut déterminer quelles sont les orbitales occupées par le 55ème proton.

b. Choix des orbitales

La figure 5.F.a représente le diagramme de Nilsson pour les protons (5-10). Les niveaux qui interviendront par la suite sont $[404] 9/2$, $[420] 1/2$, $[422] 3/2$ provenant respectivement des couches $g_{9/2}$, $d_{5/2}$, $g_{7/2}$ et seront répertoriés par leur valeur de K. Le diagramme est représenté ici pour comparaison avec celui de la figure 5.F.b obtenu à partir des niveaux d'énergie de particules individuelles provenant du calcul auto-consistant avec la force SIII. On remarque que dans ce dernier, les orbitales notées $[550] 1/2$ et $[541] 3/2$ de parité négative sont repoussées vers le haut et n'interviennent donc pas.

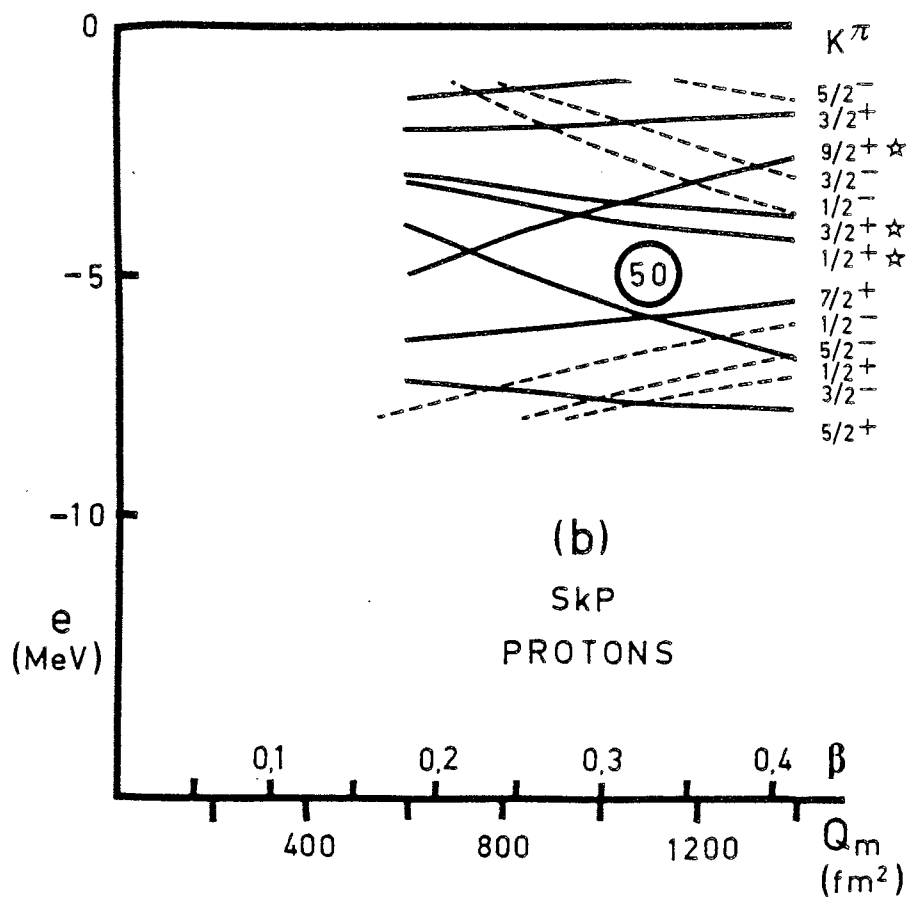
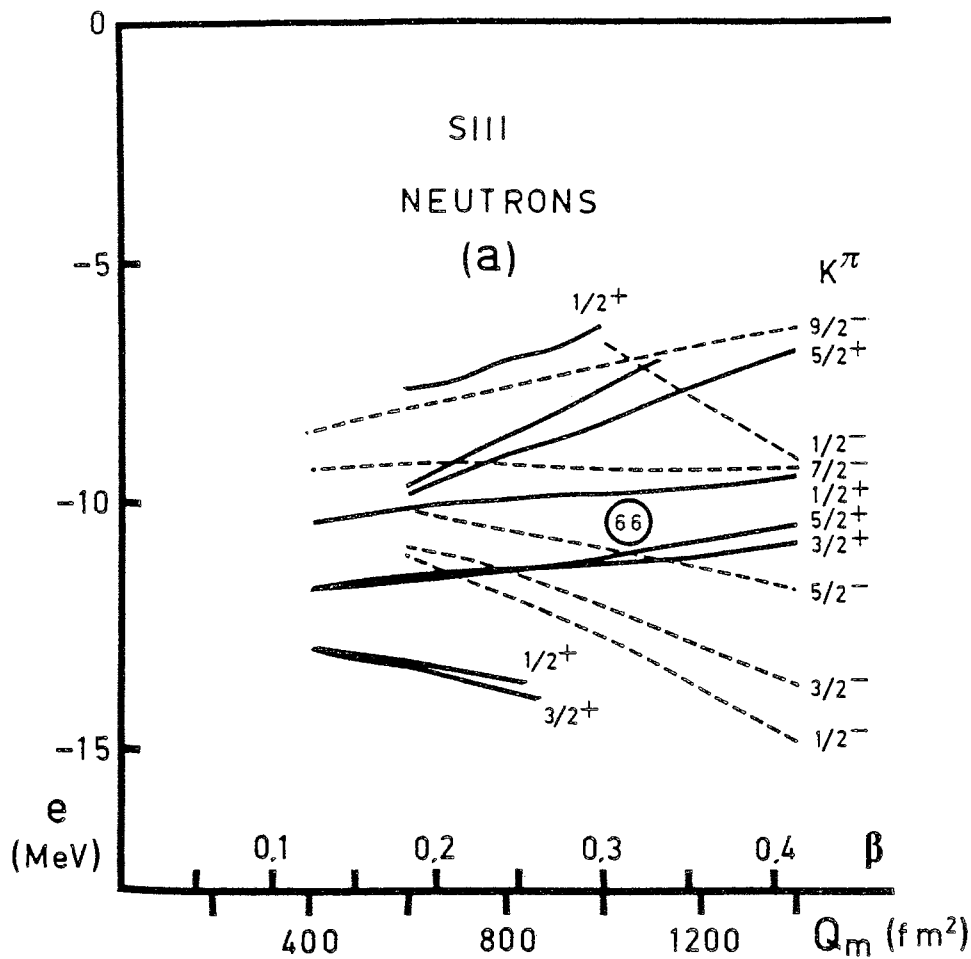


FIGURE 5.6 : NIVEAUX D'ENERGIE DE PARTICULE INDIVIDUELLE

L'orbitale occupée par l'extra-proton lorsque $I=9/2$ est facile à identifier, c'est celle de $K=9/2$. Pour $I=3/2$, c'est plus difficile car le remplissage normal des niveaux conduirait, pour une déformation de l'ordre de $Q_m=900\text{fm}^2$, à placer le dernier proton dans celui de $K=1/2$. On obtiendrait donc $I=1/2$, ce qui est la règle pour les césiums impairs plus lourds que ^{121}Cs . On peut considérer pour ^{121}Cs les configurations où $I=3/2 \neq K=1/2$, mais cela conduit à un facteur de projection négatif et donc à une forme oblate. On aurait $Q_0 \sim 900\text{fm}^2$ et $\gamma=60^\circ$, ce qui correspondrait à une énergie de déformation du coeur de $\sim 2\text{MeV}$ (voir figure 5.C). Cela n'est pas réaliste et l'on doit donc placer le proton dans le niveau de $K=3/2$. On peut alors formuler deux hypothèses: soit le spectre n'est pas bien reproduit et les niveaux $K=1/2$ et $K=3/2$ se croisent, soit le niveau $K=1/2$ est poussé en dessous de $K=3/2$ par auto-couplage de Coriolis. Pour tenter de mieux reproduire le spectre, une autre force (SkP) a été utilisée. Le spectre obtenu est représenté sur la figure 5.G.b. Les niveaux $K=1/2$ et $K=3/2$ sont inversés mais ils ne se croisent qu'à une très faible valeur de la déformation. C'est cette fois-ci le spin $I=1/2$ de ^{123}Cs qui ne peut pas être reproduit, le spectre auto-consistant variant très peu d'un isotope à l'autre. Finalement, la force SIII a été préférée car elle reproduit mieux les déformations des baryums pairs.

c) Calculs auto-consistants

Comme il l'a été mentionné dans le paragraphe 4.5, pour simuler un noyau impair, une demi-paire de nucléons est bloquée dans une orbitale ($v_1^2=0,5$). Elle ne participe alors plus au calcul BCS de l'appariement. Pour chaque orbitale $K=9/2, 3/2, 1/2$, quatre à cinq points espacés de 200fm^2 ont été calculés au voisinage du minimum de ^{120}Xe . Les noyaux ^{121}Cs et ^{123}Cs ont ainsi été étudiés. Les courbes d'énergie en fonction de la déformation se trouvent sur la figure 5.H. Les résultats numériques sont rassemblés dans le tableau 5-G.

L'accord est excellent pour ^{121}Cs (le spin $1/2$ de ^{123}Cs interdit la mesure de son moment quadrupolaire). Toutefois le fait que les valeurs calculées soient à l'intérieur des barres d'erreurs expérimentales ne doit pas faire trop impression. Les constantes du pairing g_N et g_P ont une influence sur la valeur absolue de la déformation. Néanmoins ce sont les seules qui aient été ajustées (sur les énergies de quasi-particules) et cela a été fait une fois pour toutes.

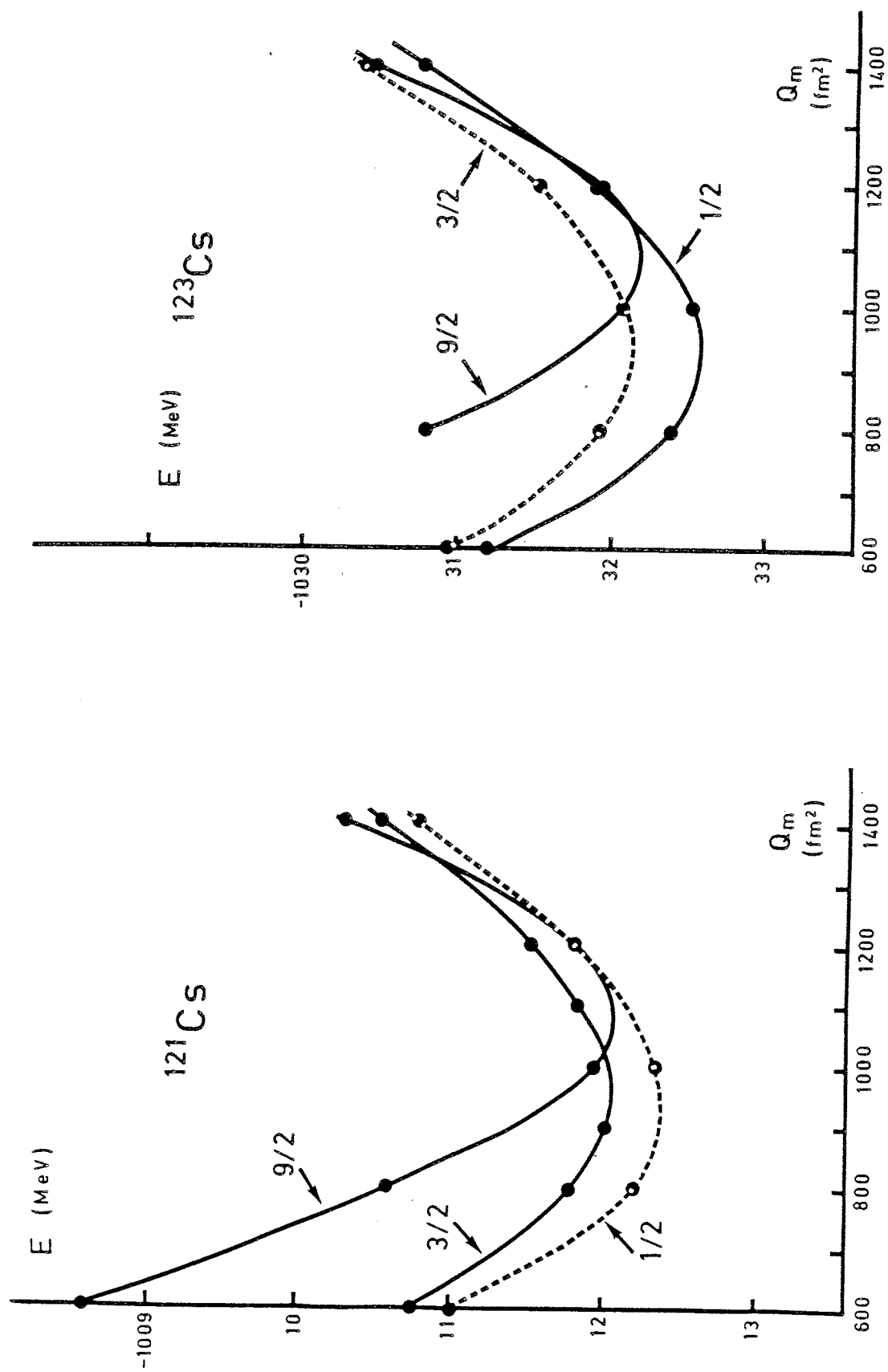


FIGURE 5.H : ENERGIE DE LIAISON DE $^{121}, ^{123}\text{Cs}$ EN AXIAL (SIII)

A_X	Z	N	I=K	Q_m^{th} fm ²	Q_0^{th} b	Q_0^{exp} b	E_{min} MeV
$^{121}_{Cs}$	55	66	9/2	1083	4,90	4,93(9)	1012,07
			3/2	945	4,21	4,19(5)	1012,04
$^{123}_{Cs}$	55	68	9/2	1080	4,81	?	1032,18
			1/2	983	4,06	-	1032.57

Tableau 5-G: Calculs HF sur les césiums

L'interprétation des déformations anormales est maintenant certaine : il s'agit de la polarisation du coeur par un proton célibataire occupant l'orbitale $K=9/2$. La durée de vie de l'isomère est due à sa grande différence de moment angulaire avec le fondamental. L'effet est important à cause de la forte pente de cette orbitale; son sens est dû à ce qu'il s'agit d'un état de trou. Il tend donc à déformer le noyau pour se rapprocher du niveau de Fermi.

Une façon plus imagée d'expliquer cet effet est la suivante. L'orbitale en question provient de la couche $g_{9/2}$, et $K=9/2$ signifie que la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie est maximale. Cela correspond donc à une distribution de matière située au voisinage du plan équatorial du noyau oblate. Lorsque ce niveau est plein, il tire le noyau dans le sens d'une diminution de sa déformation. Inversement, un trou dans ce niveau relâche la contrainte et le noyau s'allonge. On peut se demander si ce proton célibataire ne polarise pas également le coeur dans la direction triaxiale. Il est difficile de suivre les orbitales dans la direction de γ car la symétrie axiale étant perdue, K n'est plus un bon nombre quantique. Toutefois les trois orbitales sont pratiquement "horizontales" sur les dix premiers degrés en s'éloignant du minimum axial. Il n'y a donc pas de tendance à la polarisation triaxiale.

d) Energies de séparation de particule(s)

La variation du rayon carré moyen entre le fondamental et l'isomère

et les énergies de séparation de nucléons calculées sont comparées à l'expérience dans le tableau 5-H. Les énergies de séparation sont toutes à l'intérieur des barres d'erreurs sauf $S_{2n}(^{123}\text{Cs})$ qui a la plus petite barre d'erreur. Mais il suffit de refaire le calcul de ^{123}Cs en bloquant le proton dans la même orbitale ($K=3/2$) que ^{121}Cs pour que la valeur théorique (20 063 keV) rentre dans les barres d'erreurs. Cela montre bien que les orbitales $K=1/2$ et $K=3/2$ doivent être pratiquement dégénérées dans cette zone de déformation.

	théorie	expérience ⁽⁵⁻⁴⁾
$S_{2p}(^{122}\text{Ba})$	6980	6910(420)≠keV
$S_{2n}(^{122}\text{Ba})$	22019	22030(510)≠
$S_{2n}(^{124}\text{Ba})$	20809	20610(430)≠ ≠: "systématique"
$S_{p}(^{121}\text{Cs})$	2487	2350(290) de Wapstra
$S_{p}(^{122}\text{Ba})$	4493	4560(310)≠
$S_{p}(^{124}\text{Ba})$	4814	5060(300)≠
$S_{2n}(^{123}\text{Cs})$	20538	20100(40)

Variation du rayon carré moyen entre
l'isomère et le fondamental (fm^2) :

$$^{121}\text{Cs} \langle r^2 \rangle (I=9/2) - \langle r^2 \rangle (I=3/2) = (0,2072 \quad \text{théorie} \\ (0,1853(20) \quad \text{expérience})$$

Tableau 5-H

Pour ce qui est de la variation du rayon carré moyen, il faut citer le travail de C.E. Alonso et collaborateurs⁽⁵⁻¹¹⁾ qui dans le cadre du modèle des bosons et des fermions en interaction (IBFM-2) reproduisent la différence de $\langle r^2 \rangle$ entre ^{121}Cs et ^{121m}Cs à l'intérieur des barres d'erreur.

Si l'on se reporte au paragraphe 4.1, on constate que dans le calcul des énergies de liaison et de leurs différences finies, un certain nombre de termes ont été jusqu'ici négligés. Ils sont tous proportionnels à $1/2J \sim 44 \text{ keV}$ (voir paragraphe 4.2.d). Pour les calculer, il faudrait, en principe connaître les moments d'inertie de

tous les noyaux étudiés. Une des corrections à effectuer provient du terme $\langle J^2 \rangle / 2\mathcal{J}$ incorporé à H_{int} , mais $\langle J^2 \rangle$ varie peu d'un noyau à l'autre et le moment d'inertie est grand. Les barres d'erreur sur les énergies de séparation étant grandes, cette correction n'a pas été jugée utile pour les pairs-pairs.

Deux termes n'interviennent que dans le cas des impairs (et impairs-impairs) : celui de l'énergie de rotation et celui de Coriolis. C'est aussi pour les impairs $^{121,123}\text{Cs}$ que les barres d'erreur sont les plus faibles, mais où le désaccord avec la théorie est le plus grand.

Pour $K=0$, l'énergie minimale de rotation n'est pas nulle (paragraphe 4.1.c), mais il faudrait aussi tenir compte du terme $\langle J^2 \rangle / 2\mathcal{J}$ qui est du même ordre mais dont la valeur n'est pas disponible pour les impairs. Ces corrections ne sont néanmoins que de l'ordre de 50 keV et n'ont pas été considérées.

Le couplage de Coriolis devrait aussi être pris en compte, mais son traitement complet, en incluant l'appariement est difficile. Il peut modifier la position relative des niveaux $K=1/2$ et $K=3/2$, mais aussi les mélanger. Les différences de déformation entre l'isomère et le fondamental extraites indépendamment de $\langle r^2 \rangle$ et Q_0 sont comparables (voir tableau 5-A). Cela exclut un fort couplage qui invaliderait la formule de projection avec $K=3/2$ utilisée pour l'extraction de Q_0 dans le fondamental.

La position relative des niveaux $K=1/2$ et $K=3/2$ est de toute façon un effet fin puisque, comme on l'a vu, avec la force SkP leur ordre est inversé par rapport à SIII.

-Conclusions

Ce chapitre montre que le calcul de la surface d'énergie de déformation pour un noyau typique est très utile pour l'interprétation qualitative et quantitative des propriétés de ses voisins. La nature des isomères de césium légers est clairement établie et les différences de moments quadrupolaires et de rayons carrés moyens de charge sont expliquées.

D'un autre point de vue, ce travail apporte la comparaison de résultats expérimentaux à des calculs théoriques utilisant les forces Skyrme III et SkP. Cela peut être considéré comme un test de leurs

possibilités et de leurs limites dans cette région de A et de Z.

Ces calculs ont été possibles parce que ce programme est du domaine public et peut être utilisé sans trop de problèmes par un expérimentateur.

VI - LES ISOTOPES DE FRANCIUM

Les isotopes de francium peuvent être regroupés naturellement en isotopes lourds et légers. Entre les deux groupes, les isotopes $^{214-219}\text{Fr}$ ont une durée de vie trop courte pour pouvoir être étudiés par spectroscopie atomique. De plus, les propriétés nucléaires des isotopes de ces deux groupes sont très différentes et justifient la séparation qui est utilisée dans ce paragraphe. Les isotopes légers sont pratiquement sphériques alors que les lourds sont très déformés et présentent des indices de déformations octupolaires.

6.1 - ISOTOPES LEGERS ($^{207-213}\text{Fr}$)

Les valeurs des moments magnétiques, des moments quadrupolaires spectroscopiques et des spins se trouvent dans le tableau 3.D du chapitre III. La variation du rayon carré moyen de charge est représentée graphiquement sur la figure 6.A. d'après les données du chapitre III. Toutes ces informations conduisent à assigner une forme quasi-sphérique aux noyaux d'isotopes légers de francium.

a) Rayon carré moyen

Sur la figure 6.A, on observe que mis à part l'effet pair-impair, les isotopes légers s'alignent sur la droite correspondant au modèle sphérique pour $\Delta\langle r^2 \rangle$. Cela n'est d'ailleurs pas étonnant, compte tenu de la proximité de la fermeture de couche en neutrons à $N=126$ pour ^{213}Fr et de celle en protons à $Z=82$.

b) Spins

Les spins des impairs s'expliquent aisément par l'occupation du niveau $h_{9/2}$ du modèle sphérique. Pour les neutrons, les niveaux immédiatement inférieurs à la fermeture de couche sont $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$. Le spin de ^{212}Fr peut s'expliquer par le couplage du proton avec un trou de neutron $(p_{1/2})^{-1}$ ou $(f_{5/2})^{-1}$. Les spins de $^{208,210}\text{Fr}$ ne peuvent s'expliquer que par un trou de neutron dans le niveau $f_{5/2}$.

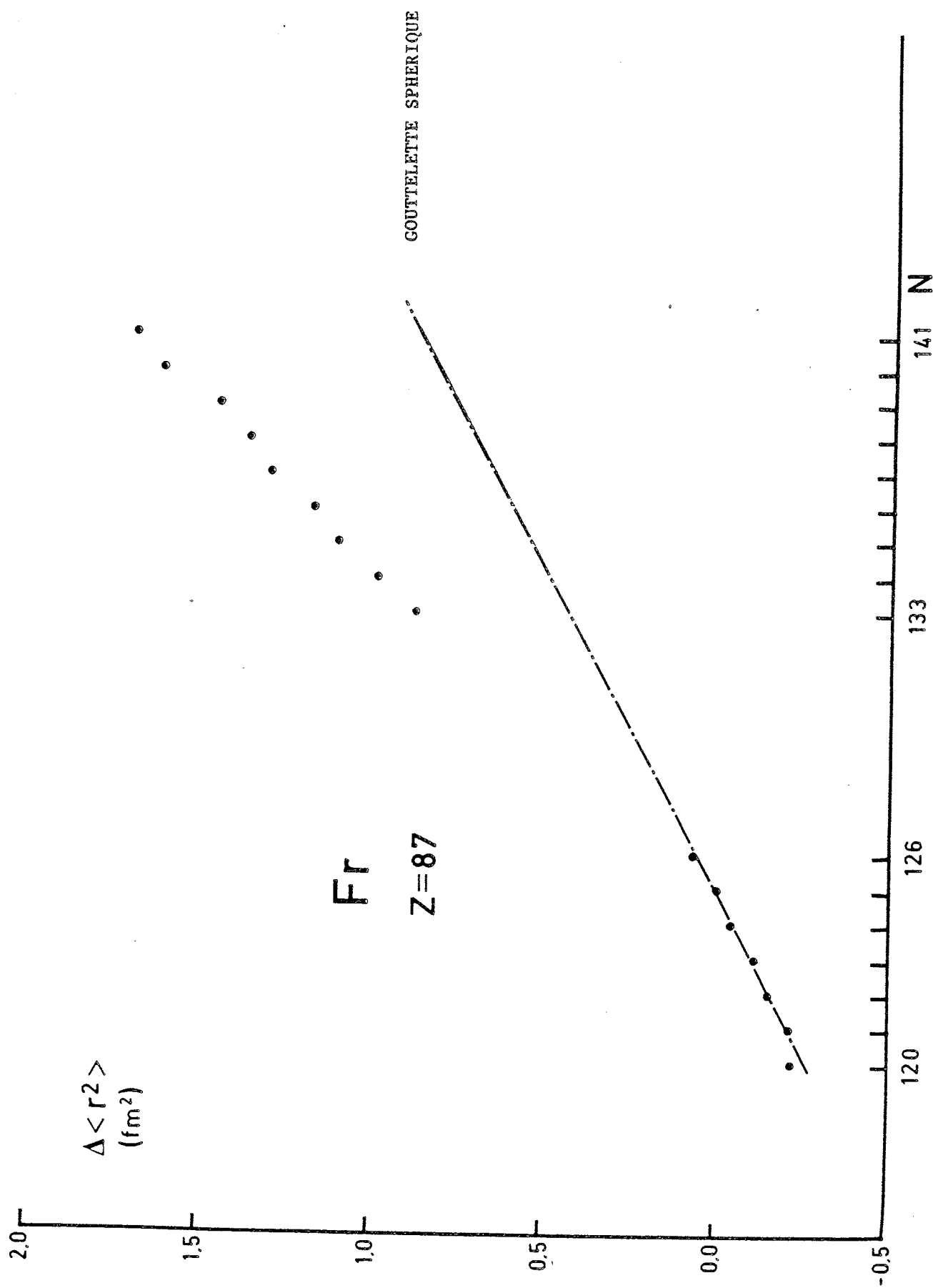


FIGURE 6.A : VARIATION DU RAYON CARRE MOYEN DE CHARGE (F_r)

c) Moments magnétiques

Dans le modèle en couches, le moment magnétique du niveau 1_j est donné par la formule de Schmidt: $\mu = j(g_1 \pm (g_s - g_1)/(2I+1))$ suivant que $j = l \pm 1/2$. Avec $g_1 = 1$ (ou 0), $g_s^{\text{libre}} = 5,58$ (ou $-3,82$) pour un proton (ou un neutron) et la renormalisation habituelle $g_s = 0,6 g_s^{\text{libre}}$. On obtient ainsi $\mu(h9/2) = 3,54\mu_N$ en accord raisonnable avec la valeur expérimentale $\mu \sim 4,00\mu_N$ des impairs légers.

d) Moments quadrupolaires spectroscopiques

Leurs faibles valeurs ainsi que leurs signes pratiquement tous négatifs sont également en faveur de très faibles déformations.

En conclusion, les isotopes légers de francium s'interprètent comme des noyaux très peu déformés. On ne s'intéressera donc dans ce qui suit qu'aux isotopes lourds.

6.2 - ISOTOPES LOURDS ($^{220-228}\text{Fr}$): MOMENTS QUADRUPOLAIRES

Du point de vue de la physique nucléaire, ce sont les noyaux les plus intéressants qui aient été étudiés dans ce travail. Dans le paragraphe 4.6, il a été indiqué que cette région pouvait être le siège de déformations octupolaires statiques. D'autre part dans le radium, élément voisin, des indices expérimentaux peuvent s'interpréter par de telles déformations.

a) Moments quadrupolaires intrinsèques

La comparaison entre la variation du rayon carré moyen expérimental et théorique à déformation nulle (figure 6.A) permet de conclure que la tendance est à une déformation d'autant plus marquée que la masse est élevée. On reviendra plus loin sur $\Delta\langle r^2 \rangle$, mais on n'observe pas de variations brutales qui pourraient s'expliquer par un changement de forme telle que la transition entre les formes "normales" et "anormales" des isotopes légers de césium. Le tableau 6-A regroupe les moments quadrupolaires intrinsèques calculés à partir des résultats de mesures

atomiques présentés dans le paragraphe 3.2. Pour référence, les spins et moments magnétiques y sont également présents.

A	N	I	μ_I (μ_N)	K	Q_0 (b)	$\beta(Q_0)$
220	133	1	-0,67(1)	1	4,7(3)	0,137
221	134	5/2	1,58(3)	1/2,3/2,5/2*	(5,1)	(0,144)
222	135	2	0,63(1)	0,1,2*	(5,5)	(0,154)
223	136	3/2	1,17(2)	3/2	5,85(5)	0,164
224	137	1	0,40(1)	1	5,17(4)	0,145
225	138	3/2	1,07(2)	3/2	6,60(25)	0,183
226	139	1	0,071(2)	0	6,7(1)	0,185
227	140	1/2	1,50(3)	1/2	-	(0,206)
228	141	2	-0,76(2)	2	8,33(17)	0,227

Tableau 6-A: moments des isotopes lourds de Francium (Z=87)

(): voir texte * mélange

Les valeurs de Q_0 sont obtenues à partir de Q_s par le facteur de projection du paragraphe 4.1. Les valeurs entre parenthèses font exception et ne sont le résultat que d'une interpolation de Q_0 à partir des voisins, la raison en apparaîtra plus bas. Pour les autres valeurs, on a utilisé $I=K$ pour calculer le facteur de projection sauf pour ^{226}Fr .

- ^{226}Fr

Le moment quadrupolaire spectroscopique est négatif (tableau 3.D). Avec $I=K=1$, on obtiendrait Q_0 également négatif ce qui n'est pas envisageable dans cette région de masse. Avec $I=1 \neq K=0$, le moment quadrupolaire intrinsèque de ^{226}Fr est comparable à celui de ses voisins. C'est cette valeur qui est portée dans le tableau. Ce phénomène a déjà été rencontré dans les césiums légers $^{124,126,128}\text{Cs}$ où $I=1 \neq K=0$ (paragraphe 3.1 et 4.1). Il ne peut donc pas être considéré comme associé à la déformation octupolaire hypothétique.

- $^{221,222}\text{Fr}$

L'application de la formule de projection avec $K=I$ conduit à une

déformation oblate ($\beta \sim 0,08$) pour ^{221}Fr ou très faible ($\beta \sim 0,05$) pour ^{222}Fr . Des valeurs aussi différentes de la moyenne seraient visibles sur l'évolution du rayon carré moyen de la figure 6.A. Cela n'est pas le cas et l'on doit en conclure que $K \neq I$ et que l'on peut avoir affaire à un mélange de configurations de K différents. A partir des valeurs de Q_0 interpolées entre ^{220}Fr et ^{223}Fr et de Q_s mesurées, on peut estimer les valeurs des facteurs de projections et en déduire $\langle K^2 \rangle$. On obtient ainsi $\langle K^2 \rangle = 1,12$ et $2,65$ pour ^{221}Fr et ^{222}Fr . Le fait que $\langle K^2 \rangle^{1/2} = 1,06$ ($1,6$) diffère significativement d'un demi-entier (d'un entier) pour ^{221}Fr (^{222}Fr) montre bien qu'il s'agit d'un mélange de configurations. Les valeurs de K possibles sont $1/2, 3/2, 5/2$ ($0,1,2$) pour ^{221}Fr (^{222}Fr) la valeur numérique de $\langle K^2 \rangle$ suggère un mélange de $K=1/2$ et $3/2$ ($K=1$ et 2). On a vu un cas semblable dans les césiums légers: ^{122}Cs .

- ^{227}Fr

Le spin $1/2$ rend impossible la mesure de son moment quadrupolaire. La valeur de la déformation indiquée n'est que la moyenne de celle de ses voisins. Elle sera utilisée avec réserve par la suite.

Les considérations précédentes permettent d'assigner pour chacun des isotopes $^{220,223-228}\text{Fr}$ une valeur certaine de K et pour les autres les possibilités de mélange. Or ce sont les valeurs de K et non de I qui servent à déterminer les orbitales occupées dans un potentiel déformé axialement (cela sera effectué dans le paragraphe 6.4).

Ces résultats confirment donc l'augmentation moyenne de la déformation quadrupolaire dans la direction des masses croissantes.

6.3 - ISOTOPES LOURDS: RAYON CARRE MOYEN DE CHARGE

a) Variation lente de $\langle r^2 \rangle$

Plus haut, le paramètre de déformation quadrupolaire β a été déterminé à partir du moment quadrupolaire intrinsèque: $\beta(Q_0) = \langle \beta \rangle$. On a vu qu'une autre méthode permettait de déduire $\beta(\langle r^2 \rangle) = \langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ de la différence entre la variation de $\langle r^2 \rangle$ mesurée par le déplacement isotopique, et celle théorique du modèle "droplet" sphérique. Dans le tableau 6-B sont présentées les valeurs ainsi calculées de $\beta(\langle r^2 \rangle)$ avec, pour comparaison celles de $\beta(Q_0)$.

A	N	$\beta(Q_0)$	$\beta(\langle r^2 \rangle)$	$(\Delta\beta^2)^{1/2}$	$\Delta^N\beta(Q_0)$	$\Delta^N\beta(\langle r^2 \rangle)$
		$\langle\beta\rangle$	$\langle\beta^2\rangle^{1/2}$		voir texte	
220	133	0,137	0,189	0,130		
221	134	(0,144)	0,201	(0,141)		0,0000(1)
222	135	(0,154)	0,213	(0,147)		-0,0045(1)
223	136	0,164	0,216	0,140		-0,0045(1)
224	137	0,145	0,228	0,176	+0,029(4)	-0,0055(1)
225	138	0,183	0,229	0,138	+0,018(7)	-0,0025(1)
226	139	0,185	0,235	0,145		+0,0060(1)
227	140	(0,206)	0,253	(0,147)		+0,0075(1)
228	141	0,227	0,256	0,118		

Tableau 6-B Comparaison de $\beta(Q_0)$ et $\beta(\langle r^2 \rangle)$

Comme il se doit, on a $\langle\beta^2\rangle^{1/2} > \langle\beta\rangle$ et dans la colonne $(\Delta\beta^2)^{1/2}$ sont portées les valeurs de $(\langle\beta^2\rangle - \langle\beta\rangle^2)^{1/2}$. Cette différence peut s'interpréter de plusieurs façon: par une surestimation de $\beta(\langle r^2 \rangle)$, par un mode vibratoire ou par une déformation d'ordre supérieur.

La surestimation de $\beta(\langle r^2 \rangle)$ ne peut pas être exclue. Elle peut provenir de la surestimation de la variation expérimentale de $\langle r^2 \rangle$ due à une imprécision sur le facteur F qui la relie au déplacement isotopique. Inversement, une sous estimation du $\Delta\langle r^2 \rangle$ dans le modèle théorique utilisé conduirait au même résultat. L'effet est amplifié par le grand bras de levier entre la référence ^{212}Fr et la région de masse incriminée. Mais, malgré tout, il est impossible de faire disparaître cet effet en modifiant F tout en conservant $\beta(\langle r^2 \rangle) \geq \beta(Q_0)$ partout. Au mieux, on obtiendrait $(\Delta\beta^2)^{1/2} = 0$ pour ^{228}Fr , mais par exemple $(\Delta\beta^2)^{1/2} \sim 0,12$ pour ^{224}Fr . L'effet existe donc bien, il est minimum pour ^{228}Fr et maximum autour de ^{224}Fr .

Puisque c'est dans cette région même qu'est prédite l'existence de noyaux à déformation octupolaire statique, il est tentant d'expliquer ainsi le surplus de $\langle r^2 \rangle$. Mais même en l'absence de telles déformations statiques, ces noyaux sont au moins très mous dans la direction octupolaire β_3 . Les fluctuations quantiques du fondamental dans la direction triaxiale expliqueraient alors le surplus de $\langle r^2 \rangle$. La variation de cet effet refléterait celle de la mollesse octupolaire en

fonction de A. Pour résumer, l'existence d'un minimum à $\beta_3 \neq 0$ dans l'énergie de déformation du coeur peut expliquer cet effet aussi bien que les fluctuations quantiques octupolaires. Compte tenu des réserves (relatives) qui ont été émises sur la valeur absolue de $\beta(\langle r^2 \rangle)$ et de $\Delta\beta^2$, on n'extraira pas ici de valeur expérimentale de β_3 .

b) Effet pair-impair

Le déplacement isotopique, et par conséquent le rayon carré moyen, présente un effet systématique pair-impair, connu depuis longtemps, mais non expliqué de façon satisfaisante⁽⁶⁻¹⁾. En règle générale, et paradoxalement, on a, toutes choses égales par ailleurs:

$$\langle r^2 \rangle_{N \text{ pair}} = \left[\langle r^2 \rangle_{N-1} + \langle r^2 \rangle_{N+1} \right] / 2$$

Plus précisément, on définit l'opérateur Δ^N par $\Delta^N f = (-1)^N (f(N) - (f(N+1) + f(N-1))/2)$ où N est le nombre de neutrons. Il caractérise la différence par rapport à la moyenne des isotopes voisins multipliée par $(-1)^N$. Pour N pair (impair), $\Delta^N f > 0$ signifie que f(N) est supérieur (inférieur) à la moyenne. Avant de chercher un effet anormal, il est utile de montrer l'effet pair-impair normal sur le déplacement isotopique dans la série des isotopes de césium allant de A=119 à 145. On a donc "normalement" (figure 5.A), $\Delta^N \langle r^2 \rangle \geq 0$ ou de façon équivalente $\Delta^N \beta(\langle r^2 \rangle) \geq 0$. Sur la figure 6.B, on a représenté $\Delta^N (\nu_{bc} - \nu_{nm})$ pour la série des césiums. Cette quantité est "normalement" négative puisque le déplacement isotopique et le rayon carré moyen varient en sens inverse. C'est effectivement ce qui est observé sur la figure 6.B à l'exception du point à N=82 où l'effet de couche est prépondérant (rupture de pente sur la figure 5.A). Il faut noter que l'effet pair-impair a le même signe avant et après la fermeture de couche. Cet effet est également normal pour les isotopes légers de francium (figures 6.A et 6.C). Par contre l'effet s'inverse entre ^{222}Fr et ^{225}Fr dans les isotopes lourds comme cela apparaît dans la dernière colonne du tableau 6-B. Cela a également été observé dans les radiums lourds^(4-19.3); l'effet pair-impair comparé des isotopes de francium et de radium est représenté sur la figure 6.C. L'effet pair-impair est significativement anormal pour la majorité des isotopes lourds de radium ainsi que pour un nombre plus restreint de franciums : $^{222-225}\text{Fr}$.

Si l'origine de l'effet systématique pair-impair "normal", sur $\langle r^2 \rangle$ n'est pas claire, il est évident que la déformation quadrupolaire statique contribue à $\langle r^2 \rangle$. Aussi il serait intéressant de comparer

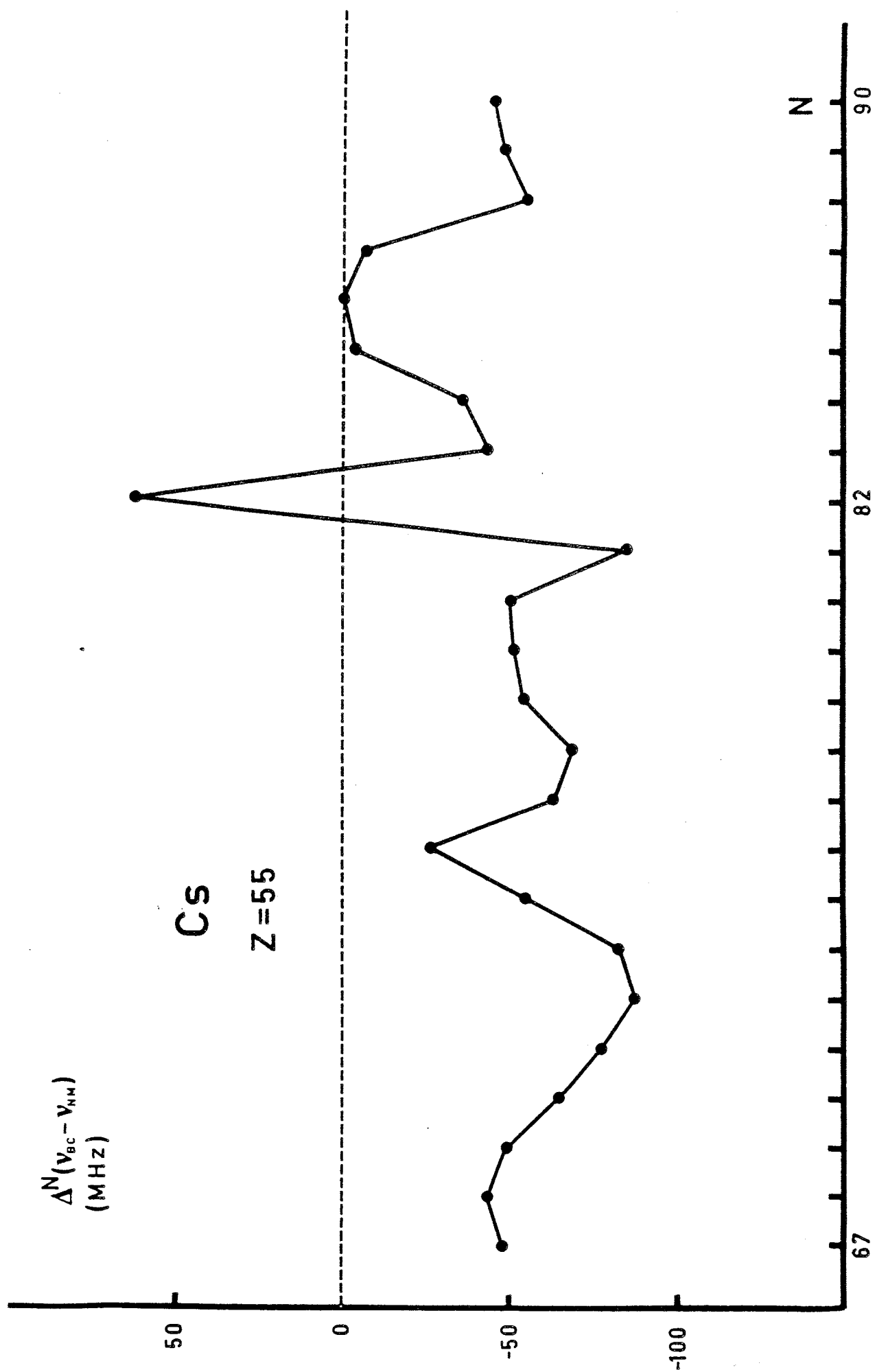


FIGURE 6.B : EFFET PAIR-IMPAIR DANS LE DEPLACEMENT ISOTOPIQUE (Cs)

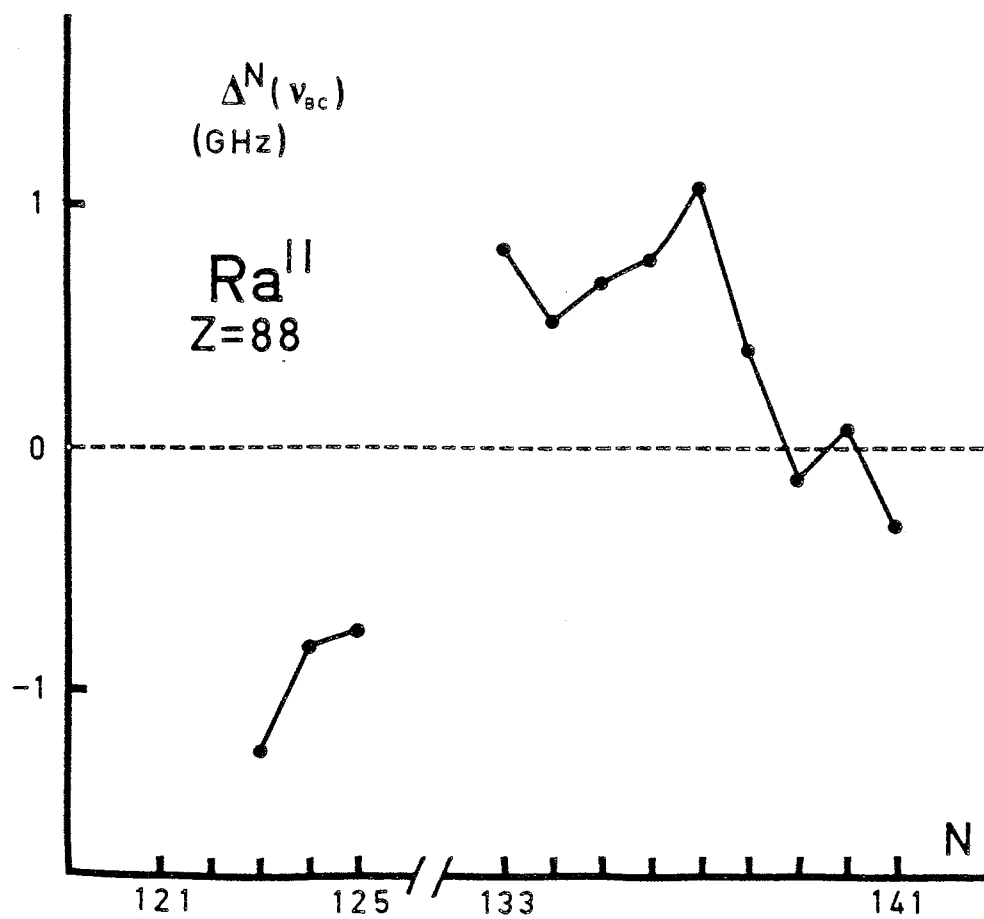
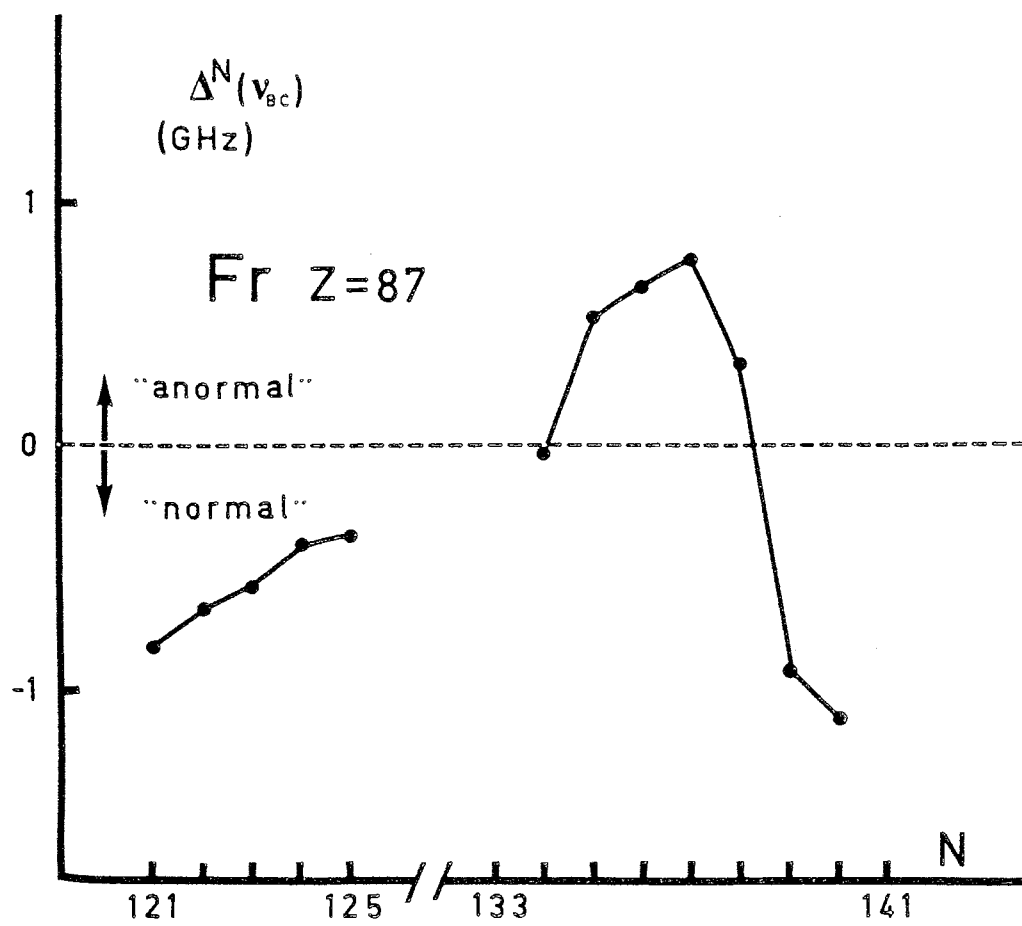


FIGURE 6.C : EFFET PAIR-IMPAIR DANS LE DEPLACEMENT ISOTOPIQUE (Fr+Ra).

$\Delta^N \beta(Q_0)$ et $\Delta^N \beta(\langle r^2 \rangle)$. Mais pour cela, il faut disposer de valeurs expérimentales de Q_0 pour au moins trois isotopes consécutifs. Cela n'a pu être réalisé que pour les isotopes $^{224,225}\text{Fr}$, mais heureusement, ils se situent près du maximum de l'effet pair impair "anormal" sur $\beta(\langle r^2 \rangle)$. Les deux valeurs de $\Delta^N \beta(Q_0)$ se trouvent dans le tableau 6-B. Elles sont significativement différentes de zéro et ont un signe qui va dans le sens de l'effet normal. L'isotope de N impair (resp. pair) est moins (resp. plus) déformé quadrupolairement que la moyenne de ses voisins. Les effets pairs-impairs sur $\beta(Q_0)$ et $\beta(\langle r^2 \rangle)$ sont donc significativement opposés et l'effet anormal sur $\beta(\langle r^2 \rangle)$ ne peut donc pas être expliqué par la déformation quadrupolaire statique $\beta(Q_0)$ qui, contrairement à $\beta(\langle r^2 \rangle)$, n'est sensible qu'aux déformations paires statiques. Toutefois, il ne faut pas oublier que l'effet normal sur $\beta(Q_0)$ repose sur la fiabilité de la formule de projection.

L'effet pair-impair anormal sur $\langle r^2 \rangle$ peut peut-être s'expliquer par une polarisation du coeur vers une plus grande déformation octupolaire par le neutron célibataire. L'origine de l'effet pair-impair normal est controversée. Il pourrait s'agir d'un blocage des vibrations du fondamental par le neutron célibataire^(6-1.1), ou du blocage des corrélations d'appariement avec polarisation du coeur^(6-1.2), ou encore d'un effet d'aggrégation α (" α clustering")^(6-1.3). L'effet anormal pourrait servir à départager ces modèles mais il n'est pas certain qu'il ait la même origine que l'effet normal. Le blocage des vibrations du fondamental ne peut engendrer qu'un effet normal. Le blocage de l'appariement avec polarisation du coeur doit pouvoir être testé par ceux qui disposent d'un programme incluant les déformations octupolaires. C'est ce qui a été fait pour les déformations quadrupolaires des états isomériques de ^{121}Cs dans le chapitre V. C'est la difficulté d'assignation des orbitales de neutrons qui a empêché qu'un test de reproduction de l'effet pair-impair normal dans les césiums n'ait été réalisé. Mais pour les isotopes de radium lourds, et dans l'hypothèse d'une déformation octupolaire, l'assignation des orbitales est univoque. L'effet de polarisation peut donc en principe être testé par la méthode de blocage d'un nucléon utilisée dans le chapitre V (elle n'est pas spécifique de la méthode du champ moyen).

6.4 - SPINS ET MOMENTS MAGNETIQUES

Seuls les spins des impairs peuvent être comparés directement avec un diagramme de niveaux d'énergie tels que ceux des figures 4.E et 4.F. La situation est bien moins favorable dans les franciums que dans les radiums. Pour les éléments de Z pair (radium), la succession des spins des isotopes impairs reflète celle des niveaux de neutrons. Dans le cas d'un Z impair (francium), le spin des impairs est toujours déterminé par le même ($Z^{\text{ème}}$) proton. On ne peut donc observer que des croisements de niveaux en fonction de la déformation.

D'autre part, contrairement au radium, les résultats de francium n'ont pas été analysés en profondeur par des théoriciens, en particulier en ce qui concerne les moments magnétiques.

a) Spins

Dans le paragraphe précédent, on a vu que l'on avait $K=3/2$ pour $^{223,225}\text{Fr}$, $K=1/2$ pour ^{227}Fr et un mélange incluant $K=1/2$ pour ^{221}Fr . Pour ce dernier (ainsi que pour ^{222}Fr), il est clair qu'une interprétation requiert un calcul incluant l'hamiltonien de Coriolis, mais cela n'a pas été réalisé jusqu'alors. Dans les figures 4.E.b (M. μ . ref. 4-21.3) et 4.F.b (C(HF+BCS) ref. 4-22), on voit qu'à déformation octupolaire non nulle, deux orbitales de protons de $K=1/2$ et $K=3/2$ sont pratiquement dégénérées, ce qui expliquerait les valeurs de spins. Mais la figure 4.E.a montre qu'à déformation octupolaire nulle et dans la région des déformations quadrupolaires mesurées, ces mêmes orbitales se croisent. Les spins des franciums impairs ne peuvent donc pas être invoqués comme preuve de déformation octupolaire.

Quant à ceux des impairs-impairs, avec $K_{\text{proton}}=1/2$ ou $3/2$, ils peuvent aussi s'expliquer avec ou sans déformation octupolaire. Signalons seulement qu'il est probable que pour ^{226}Fr , $K_{\text{proton}}=-K_{\text{neutron}}=\pm 1/2$ de sorte que par autocouplage Coriolis, le niveau $K=1$ se trouve en dessous de celui de $K=1=1$.

b) Moments magnétiques.

Seules sont disponibles des valeurs théoriques préliminaires obtenues dans le cadre d'un calcul macroscopique-microscopique. Elles sont d'après leur auteur⁽⁶⁻²⁾ en faveur d'une déformation octupolaire et sont présentées dans le tableau suivant (6-C).

A	μ_{exp}	μ_{th}	pour β	et β_3
223	1,17(2)	1,11	0,12	0,096
225	1,07(2)	0,90	0,14	0,070
227	1,50(3)	1,78	0,17	0,0

Tableau 6-C

-Conclusion

Les isotopes de francium lourds ont des propriétés analogues à celles des radiums voisins. Leurs spins ne permettent pas de conclure sur l'existence d'une déformation octupolaire statique. On observe un excès de $\langle r^2 \rangle$ par rapport à la déformation quadrupolaire statique. Le phénomène le plus étrange est l'effet pair-impair anormal qui ne peut pas être corrélé à la déformation quadrupolaire statique. Ces effets sont précisément localisés (voir fig. 6.C) dans la région où des déformations octupolaires statiques sont attendues par la théorie. Mais, il n'existe pas de preuve formelle qu'elles existent.

Il est clair que des calculs théoriques sont souhaités sur les moments magnétiques et pour les isotopes où plusieurs orbitales sont couplées ($^{221,222}\text{Fr}$). La raison principale pour laquelle de tels calculs n'ont pas été entrepris dans le cadre de ce travail est qu'aucun programme incluant les déformations impaires n'est du domaine public comme ceux qui ont été utilisés dans le chapitre précédent. Il faut aussi mentionner les problèmes techniques. Pour ce qui est des résultats obtenus⁽⁴⁻²²⁾ par la méthode du champ moyen pour ^{222}Ra , le temps de calcul et la taille mémoire nécessaires sont beaucoup plus importants que pour les césiums à cause du plus grand nombre de nucléons et de la perte d'une symétrie. De ce fait une étude systématique des noyaux voisins n'est pas envisagée. La méthode macroscopique-microscopique demande moins de temps de calcul, mais il ne faut pas oublier que les isotopes de francium sont des impairs et des impairs-impairs alors que les programmes existants ne portent que sur les paires-paires.

VII- CONCLUSION GENERALE

Les spins, facteurs spectroscopiques, déplacements isotopiques d'isotopes de césium et de francium ont été mesurés et leurs moments magnétiques, moments quadrupolaires, rayons carrés moyens en ont été déduits. Il a été montré que les déformations des états isomériques des césiums légers pouvaient être reproduites par un calcul auto-consistant. Un trou de proton dans une couche profonde est responsable de ce phénomène. Les propriétés des isotopes lourds de francium, autour de ^{224}Fr peuvent s'interpréter comme étant déformés octupolairement, mais il n'en existe pas de preuve formelle. L'effet pair-impair anormal pour ces isotopes est intrigant, mais ne permet pas de conclure définitivement puisque l'effet normal n'a pas reçu d'explication satisfaisante.

Les expériences réalisées par l'équipe jusqu'à présent étaient toutes basées sur des techniques applicables uniquement aux éléments alcalins. Dans celle-ci, cela est doublement vérifié au niveau de la sélection magnétique des atomes puis de leur analyse chimique. Dans le passé, les alcalins légers (Li, Na, K, Rb, Cs) ont été extensivement étudiés. Dans ce travail, les isotopes du dernier alcalin connu (Fr) ont à leur tour été étudiés jusqu'à la limite de sensibilité de notre appareillage. Les limites de la méthode expérimentale ont donc été atteintes et en conséquence, le dispositif expérimental a été définitivement démonté.

La spectroscopie atomique n'est pas abandonnée pour autant puisque nous sommes partiellement engagés dans la poursuite de ce type de mesures par une technique différente. Dans ce cas, la détection se fait par fluorescence (photon de désexcitation) ou par ionisation par champ. Elle n'est donc plus limitée aux alcalins et peut s'appliquer à tous les éléments qui seront produits par ISOLDE III à partir de 1987.

De nouvelles campagnes de mesures seront assurément utiles pour la physique atomique. L'étude des états de Rydberg, de la systématique de l'effet pair-impair et de l'anomalie hyperfine seront effectuées. Par contre, on ne peut pas s'attendre à une moisson spectaculaire de résultats de structure nucléaire. En effet les éléments qui sont produits à ISOLDE ont des propriétés atomiques particulières (alcalins, alcalino-terreux, gaz rares, terres rares) et sont donc regroupés autour de certaines valeurs de Z . Dans le futur on ne pourra donc étudier que

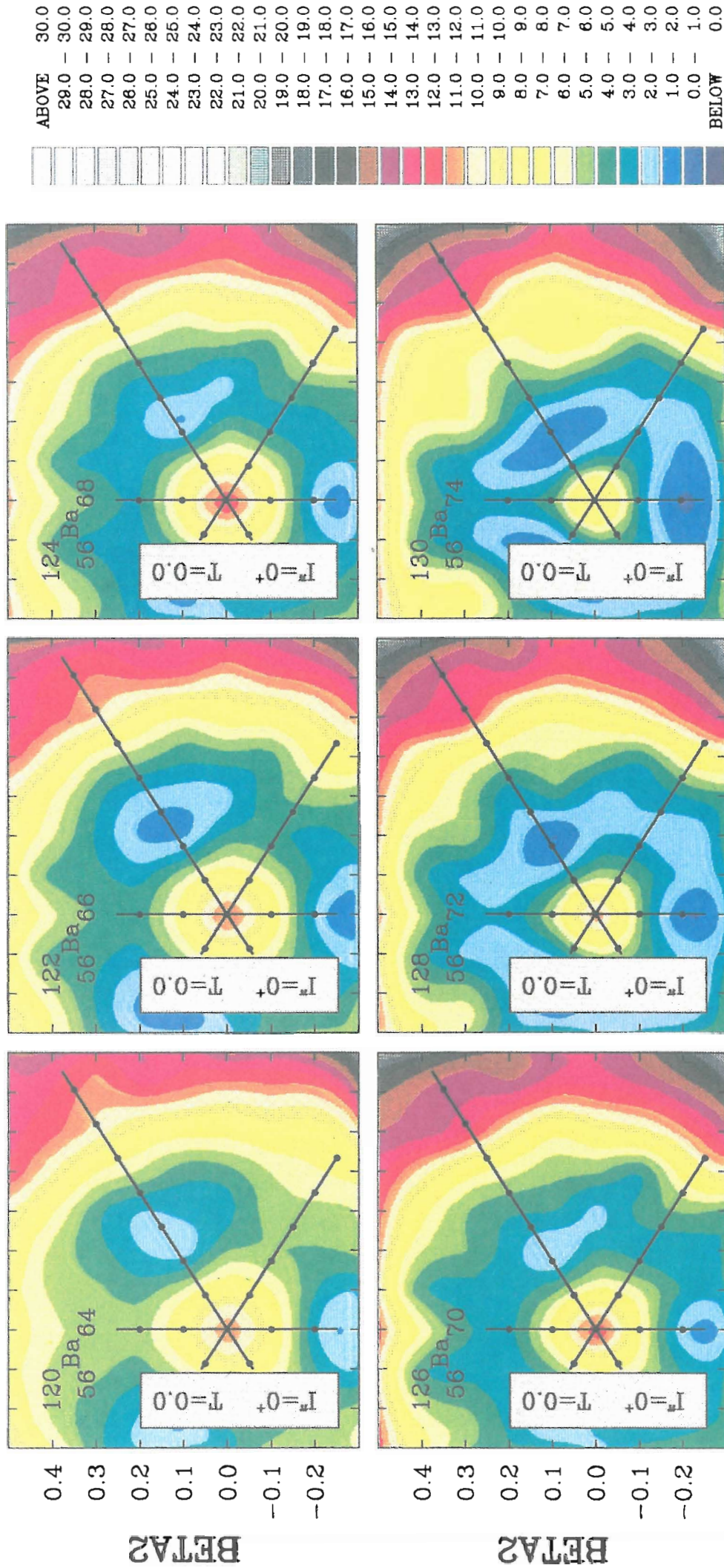
les éléments de Z voisins de ceux qui l'ont déjà été. Par exemple l'étude des gaz rares (voisins des alcalins) est en cours. Plus que la mesure d'un isotope isolé ce sont les longues chaînes qui par l'étude de leur systématique apportent le plus d'informations sur la structure nucléaire. Alors que les séries d'isotopes mesurées en comprennent parfois plusieurs dizaines, les séries d'isotones (N constant) ne dépassent pas quelques unités. Cela en limite la portée, d'autant plus que se pose le problème de la normalisation, chaque élément ayant des propriétés atomiques différentes. Il est certain que le plus intéressant serait de mesurer de longues chaînes d'isotones, les noyaux les plus exotiques et certains éléments particuliers (l'actinium, de $Z=89$ par exemple). Mais il reste à les produire.

FIGURES

1.A Structure fine des alcalins	10
1.B Structure hyperfine de la raie D_2	14
1.C Structure hyperfine de la raie D_1	15
1.D Diagramme de Breit-Rabi	20
1.E Transitions en lumière polarisée	23
1.F Transitions en radiofréquence	25
2.A ISOLDE	29
2.B Productions de Cs et Fr	30
2.C Le spectromètre	32
2.D La zone d'interaction	33
2.E Le système laser	36
2.F Séquence de mesure	39
3.A Structure hyperfine des isotopes de césium	47
3.B " " francium	50
3.C Exemple de pics optiques	53
3.D " " radiofréquences	56

4.A Couplage des moments angulaires	69
4.B Occupation des orbitales	76
4.C Déformations de $^{220-224}\text{Ra}$	81
4.D Densité de charge de ^{222}Ra calculé par C(HF+BCS)	83
4.E Niveaux d'énergie et déformation octupolaire (M.μ.)	84
4.F " " (HF+BCS)	85
5.A Variation du rayon carré moyen de charge	87
5.B Réseau des déformations pour ^{120}Xe	92
5.C Energie de liaison de ^{120}Xe en triaxial	95
5.D Energie de liaison de ^{128}Ba en triaxial	97
5.E Energie de liaison de $^{120-124}\text{Ba}$ en axial	99
5.F Niveaux d'énergie de particules individuelles (Nilsson et SIII)	102
5.G Niveaux d'énergie de particules individuelles (SIII et SkP)	103
5.H Energie de liaison de $^{121,123}\text{Cs}$ en axial	105
6.A Variation du rayon carré moyen de charge	111
6.B Effet pair-impair dans le déplacement isotopique des césiums	117
6.C Effet pair-impair dans le déplacement isotopique des franciums et des radiums	118
En couleurs :	
C Baryum (ref. 5-8)	127

SHAPE EVOLUTION



REFERENCES

- 0- A. COC, R. FERGEAU, C. THIBAUT, M. de SAINT SIMON, F. TOUCHARD, E. HAEBEL, H. HERR, R. KLAPISCH, G. LEBEE, G. PETRUCCI, G. STEFANINI, "Le spectromètre à radiofréquence pour l'expérience PS189", Rapport LRB 85-01
- 1-1 C. ITZYKSON et J.-B. ZUBER, Quantum field theory (1980), Ed. McGRAW-HILL, p. 74.
- 1-2 H.D. KUHN, Atomic spectra (1969), Ed. Academic Press, N.Y.
 - .1 p. 133
 - .2 p. 167
 - .3 p. 342
- 1-3 J.D. JACKSON, Classical electrodynamics (1975), Ed. WILEY, p. 181
- 1-4 H. KOPFERMAN, Nuclear moments (1958), Ed. Academic Press, N.Y.
 - .1 p. 15
 - .2 p. 133
 - .3 p. 130 et 445
 - .4 p. 154
 - .5 p. 19
 - .6 p. 26
- 1-5 K. HEILIG et A. STEUDEL, Atomic data and nuclear data tables, 14 (1974) 613-638
- 1-6 F.A. BABUSKIN, Sov. Phys. JETP 17 (1963) 1118
- 1-7 D. ZIMMERMANN, Z. Phys., A315 (1984) 123-124.
- 1-8 S.A. BLUNDELL, P.E.G. BAIRD, C.W.P. PALMER, D.N. STACEY, G.K. WOODGATE, D. ZIMMERMAN, Z. Phys., A321 (1985) 31-33
- 1-9 J. BAUCHE, R.J. CHAMPEAU, dans "Advances in Atomic and Molecular Physics", Vol. 12, p. 39 (1976), Ed. Academic Press, N.Y.
- 1-10 J.-L. VIALLE, Thèse d'état, ORSAY, 1980
- 2-1 F. TOUCHARD, Thèse d'état, ORSAY, 1981
- 2-2 T. BJØRNSTAD, L.C. CARRAZ, H.Å. GUSTAFSSON, J. HEINEMEIER, B. JONSON, O.C. JONSSON, V. LINDFORS, S. MATTSSON and H.L. RAVN, Nucl. Instr. and Meth. 186 (1981) 391-400
- 2-3 F. TOUCHARD, G. HUBER, R. FERGEAU, C. THIBAUT, et R. KLAPISCH, Nucl. Instr. and Meth. 155 (1978) 449
- 2-4 P. JUNCAR and J. PINARD, Rev. Sci. Instrum. 53 (1982) 939
- 2-5 S. GERSTENKORN et P. LUC "Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode", Laboratoire Aimé Cotton 1978
- 3-1 C. THIBAUT, F. TOUCHARD, S. BUTTGENBACH, R. KLAPISCH, M. de SAINT SIMON, H.T. DUONG, P. JACQUINOT, P. JUNCAR, S. LIBERMAN, P. PILLET, J. PINARD, J.L. VIALLE, A. PESNELLE, the ISOLDE Collaboration, and G. HUBER, Nucl. Phys. A367 (1981) 1
- 3-2 G.H. FULLER, J. Phys. Chem. Ref. Data, 5 (1976) 835
- 3-3 A. ROSEN et I. LINDGREN, Physica scripta 6 (1972) 109
- 3-4 R. M. STERNHEIMER, R. F. PEIERLS, Phys. Rev. A3 (1971) 837
- 3-5 C. THIBAUT, F. TOUCHARD, S. BUTTGENBACH, R. KLAPISCH, M. de SAINT SIMON, H.T. DUONG, P. JACQUINOT, P. JUNCAR, S. LIBERMAN, P. PILLET, J. PINARD, J.L. VIALLE, A. PESNELLE and G. HUBER, Phys. Rev. C23 N° 6 (1981) 2720
- 3-6 C. EKSTROM, S. INGELMAN, G. WANNBERG and M. SKARESTAD, Phys. Scripta 18 (1978) 51
- 3-7 S. LIBERMAN, J. PINARD, H.T. DUONG, P. JUNCAR, P. PILLET, J.L. VIALLE, P. JACQUINOT, F. TOUCHARD, S. BUTTGENBACH, C. THIBAUT, M. de SAINT SIMON, R. KLAPISCH, A. PESNELLE and G. HUBER, Phys. Rev. A22 (1980) 2732

- 3-8 L. ROBERTSSON and C. EKSTRÖM, Report GIPR-256 (Göteborg, 1984)
- 3-9 J.L. HEULLY and A.M. PENDRILL, Phys. Rev. A27 (1983) 3332
- 3-10 A. COC, C. THIBAUT, F. TOUCHARD, H.T. DUONG, P. JUNCAR, S. LIBERMAN, J. PINARD, J. LERME, J.L. VIALLE, S. BUTTGENBACH, A.C. MUELLER, A. PESNELLE and the ISOLDE Collaboration, Phys. Lett. 163B (1985) 66
- 3-11 J. BAUCHE, H.T. DUONG, P. JUNCAR, S. LIBERMAN, J. PINARD, A. COC, C. THIBAUT, F. TOUCHARD, J. LERME, J.L. VIALLE, S. BUTTGENBACH, A.C. MUELLER, A. PESNELLE, soumis à Journal of Physics B
- 3-12 V.A. DZUBA, V.V. FLAMBAUM, and O.P. SUSKHOV, Phys. Lett. 95A (1983) 230
- 3-13 H.T. DUONG, S. LIBERMAN, J. PINARD, A. COC, C. THIBAUT, F. TOUCHARD, M. CARRE, J. LERME, J.L. VIALLE, P. JUNCAR, S. BUTTGENBACH, A. PESNELLE and the ISOLDE Collaboration, soumis au Journal de Physique A
- 3-14 C. EKSTRÖM, S. INGELMAN, G. WANNBERG, M. SKARESTAD, Nucl. Phys. A311 (1978) 269
- 3-15 J. BONN, W. KLEMP, R. NEUGART, E.W. OTTEN, and B. SCHINZLER, Z. Phys. A289 (1979) 227
- 3-16 C. EKSTRÖM, L. ROBERTSON, G. WANNBERG and J. HEINEMEIER, Phys. Scripta 19 (1979) 516
- 3-17 J.E. ROSENTHAL and G. BREIT, Phys. Rev. 41 (1932) 459
- 3-18 J.P. DESCLAUX, Comput. Phys. Commun. 9 (1975) 31

- 4-1 A. BOHR and B.R. MOTTELSON, Dan. Mat-Fys. Medd., 27 N°16 (1953)
- 4-2 A. BOHR and B.R. MOTTELSON, Nuclear Structure, Vol. II, BENJAMIN, N.Y., (1975)
 - .1 p. 10
 - .2 p. 45
 - .3 p. 14
- 4-3 A. de SHALIT and H. FESHBACH, Theoretical Nuclear Physics, WILEY, 1974
 - .1 p. 396 et suivantes
 - .2 p. 401
 - .3 p. 547 et suivantes
- 4-4 K.E.G. LÖBNER, M. VETTER and V. HÖNIG, Nucl. Data Tables, A7 (1970) 495-564
- 4-5 A. BOHR and B.R. MOTTELSON, Nuclear Structure, Vol. I, BENJAMIN, N.Y., 1969, p. 164
- 4-6 J.M. EISENBERG and W. GREINER, Nuclear Models, Vol. I, NORTH-HOLLAND, 1975, p. 272
- 4-7 W.D. MYERS and W.J. SWIATECKI, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32 (1982) 309-334 et références
- 4-8 V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A122 (1968) 1-33
- 4-9 W.D. MYERS and W.J. SWIATECKI, Nucl. Phys. 81 (1966) 1
- 4-10 .1 C.F. von WEIZÄCKER, Z. Phys. 96 (1935) 431
 - .2 H.A. BETHE and R.F. BACHER, Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 82-229
- 4-11 .1 W.D. MYERS, "Droplet Model of Atomic Nuclei", IFI/PLENUM, N.Y., 1977
 - .2 W.D. MYERS, At. Data and Nucl. Data Tables, 17 (1976) 411
- 4-12 I. RAGNARSSON, in Atomic Masses and Fundamental Constant VI (1980) Edited by J.A. NOLEN and W. BENENSON, PLENUM, N.Y., p. 87
- 4-13 S.G. NILSSON, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 29 N°16 (1955)
- 4-14 P. QUENTIN and H. FLOCARD, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28 (1978) 523-596 et références

- 4-15 J. DOBACZEWSKI, H. FLOCARD and J. TREINER, Nucl. Phys. A422 (1984) 103-139
- 4-16 J. BARDEEN, L.N. COOPER and J.R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. 108 (1957) 1175
- 4-17 D. VAUTHERIN, Phys. Rev. C7 (1973) 296
- 4-18 J.M. EISENBERG and W. GREINER, Nuclear Models, Vol. III, NORTH-HOLLAND, 1975
 .1 p. 313 et suivantes
 .2 p. 329
 .2 p. 334
- 4-19 .1 R.K. SHELINE, D. DECMAN, K. NYBØ, T.F. THORNSTEINSEN, G. LØVHØIDEN, E.R. FLYNN, J.A. CIZEWSKI, D.K. BURKE, G. SLETTEN, P. HILL, N. KAFFRELL, W. KURCEWICZ, G. NYMAN, G. LEANDER, Phys. Lett. 133B N°1,2 (1983) 13
 .2 S.A. AHMAD, W. KLEMP, R. NEUGART, E.W. OTTEN, K. WENDT, C. EKSTROM, Phys. Lett. 133B N°1,2 (1983) 47
 .3 K. WENDT, Thèse, MAINZ, 1985
- 4-20 R.K. SHELINE and G.A. LEANDER, Phys. Rev. Lett. 51 N° 5 (1983) 359
- 4-21 .1 P. MÖLLER and J.R. NIX, Nucl. Phys. A361 (1981) 117
 .2 G.A. LEANDER, R.K. SHELINE, P. MÖLLER, P. OLANDERS, I. RAGNARSSON and A.J. SIERK, Nucl. Phys. A388 (1982) 452-476
 .3 G.A. LEANDER and R.K. SHELINE, Nucl. Phys. A413 (1984) 375-415
 .4 W. NAZAREWICZ, P. OLANDERS, I. RAGNARSSON, J. DUDEK, G.A. LEANDER, P. MÖLLER, E. RUCHOWSKA, Nucl. Phys. A429 (1984) 269-295
- 4-22 P. BONCHE, P.H. HEENEN, H. FLOCARD and D. VAUTHERIN, à paraître dans Phys. Lett. B
- 5-1 Chart of the nucleides, W. WALKER et al, (1977) General Electric
- 5-2 1. K. HEYDE, P. Van ISACKER, M. WAROQUIER, J.L. WOOD, and R.A. MEYER Phys. Rep. 102 N°5,6 (1983) 291-293
 2. U. GARG, T.P. SJOREEN and D.B. FOSSAN, Phys. Rev. Lett. 40 N° 13 (1978) 831
- 5-3 P. BONCHE, H. FLOCARD, P.H. HEENEN, S.J. KRIEGER and M.S. WEISS Nucl. Phys. A443 (1985) 39
- 5-4 A.H. WAPSTRA and G. AUDI, Nucl. Phys., A432 (1985) 1
- 5-5 Table of Isotopes, 7th edition, Edited by C.M. LEDERER and V.S. SHIRLEY, WILEY
- 5-6 .1 A.C. MUELLER, F. BUCHINGER, W. KLEMP, E.W. OTTEN, R. NEUGART, C. EKSTROM et J. HEINEMEIER, Nucl. Phys. A403 (1983) 234-262
 .2 A.C. MUELLER, Thèse, MAINZ, 1981
- 5-7 J. GIZON and A. GIZON, Z. Phys. A285 (1978) 259-265
- 5-8 J. DUDEK, communication privée
- 5-9 .1 J. BONN, G. HUBER, H.J. KLUGE and E.W. OTTEN, Z. Phys. A276 (1976) 203
 .2 T. KUHL, P. DABKIEWICZ, C. DUKE, H. FISCHER, H.J. KLUGE, H. KREMMLING and E.W. OTTEN, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 180
- 5-10 C. GUSTAFSON, I.L. LAMM, B. NILSSON and S.G. NILSSON, Arkiv. Fysik 36 (1967) 613 et ref 4-2 p. 222
- 5-11 C.E. ALONSO, J.M. ARIAS and F. IACHELLO, Phys. Lett. 164B (1985) 241
- 6-1 .1 B.S. REEHAL and R.A. SORENSEN, Nucl. Phys. A161 (1971) 385-400
 .2 E. CAURIER, A. POVES and A. ZUKER, Phys. Lett. 96B (1980) 15
 .3 D. ZAWISCHA, Phys. Lett. 155B (1985) 309
- 6-2 W. NAZAREWICZ, communication privée

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	1
0- INTRODUCTION	3
PREMIERE PARTIE	
PHYSIQUE ATOMIQUE	
I- PRINCIPE DES MESURES	
1.1 Introduction	7
1.2 Structure fine	7
1.3 Structure hyperfine	9
1.4 Extraction de Q_s et de μ	13
1.5 Déplacement isotopique	16
1.6 Effet d'un champ magnétique extérieur	18
1.7 Principe des mesures optiques	21
1.8 Principe des mesures utilisant la radiofréquence	22
II- APPAREILLAGE ET METHODE DE MESURE	
2.1 Introduction	27
2.2 Production des isotopes : ISOLDE	27
2.3 Zone du jet atomique radio-actif	28
2.4 La détection	34
2.5 Le système laser	35
2.6 Le contrôle et l'acquisition des données	37
2.7 Le traitement des données	41
2.8 Les mesures radiofréquences	44
III- RESULTATS	
3.1 Isotopes de césium	46
3.2 Isotopes de francium	49
3.3 Mesures radiofréquences : Rb,Cs,Fr	55
3.4 Raie D_1 et effets relativistes	58

SECONDE PARTIE
PHYSIQUE NUCLEAIRE

IV- CADRE THEORIQUE	
4.1 Déformations et modèle rotationnel	65
4.2 Modèle macroscopique-microscopique	70
4.3 Méthode du champ moyen (H. F.)	72
4.4 Force d'appariement	74
4.5 Noyaux impairs	75
4.6 Déformations octupolaires	78
V- LES ISOTOPES DE CESIUM	
5.1 Résultats expérimentaux	86
5.2 Calculs C(HF+BCS) sur les paires-paires voisins de ^{121}Cs	90
5.3 Calculs sur ^{121}Cs	101
VI- LES ISOTOPES DE FRANCIUM	
6.1 Isotopes légers	110
6.2 Isotopes lourds : Moments quadrupolaires	112
6.3 " " Rayons carrés moyens de charge	114
6.4 " " Spins et moments magnétiques	119
VII- Conclusion générale	123
Table des figures	125
Références	129